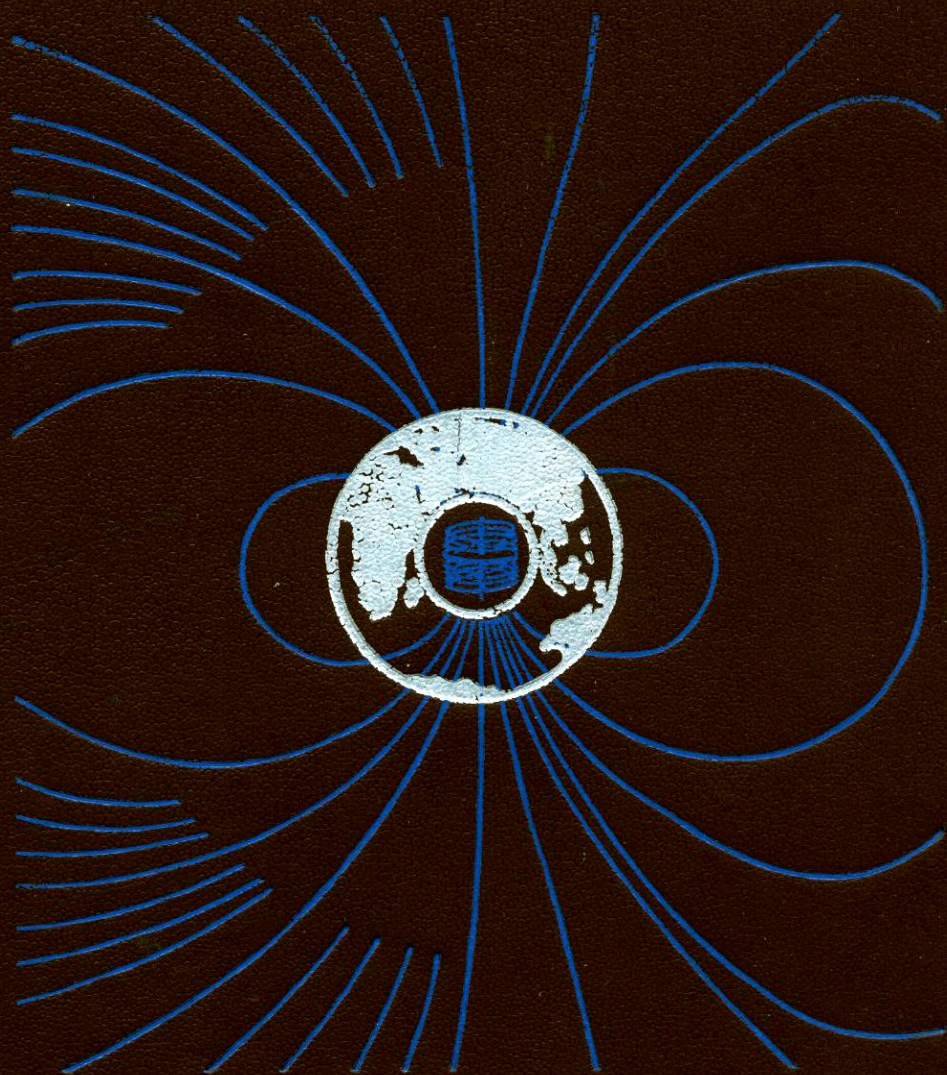


У. Паркинсон

ВВЕДЕНИЕ
В ГЕОМАГНЕТИЗМ



ВВЕДЕНИЕ В ГЕОМАГНЕТИЗМ

INTRODUCTION TO GEOMAGNETISM

W. D. Parkinson

Reader in Geophysics
University of Tasmania

Scottish Academic Press
Edinburgh and London

У. Паркинсон

ВВЕДЕНИЕ В ГЕОМАГНЕТИЗМ

Перевод с английского
кандидатов физ.-мат. наук

Ю. П. КУРЧАШОВА
Т. Б. НЕЧАЕВОЙ
В. В. СПИЧАКА

под редакцией
д-ра физ.-мат. наук, проф.
М. С. ЖДАНОВА



Москва «Мир» 1986



4624

ББК 26.21
П18
УДК 53 + 55

Паркинсон У.

П18 Введение в геомагнетизм: Пер. с англ. — М.: Мир,
1986. — 528 с., ил.

В книге видного австралийского геофизика, профессора Тасманийского университета, детально рассмотрены основные составляющие магнитного поля Земли: главное, локальное, внешнее и индуцированное поля. Основное внимание уделено вопросам магнитометрии, интерпретации наблюдаемых вариаций поля, происхождению различных составляющих. В заключительной главе изложена история развития геомагнетизма, описаны биологические эффекты магнитного поля. Приведена обширная библиография.

Для геофизиков, физиков, астрофизиков, а также биологов. Может служить учебным пособием для студентов и аспирантов соответствующих специальностей.

П1 $\frac{1903020000 - 298}{041(01) - 86}$ 107 — 86, ч. 1

ББК 26.21

*Редакция литературы по космическим исследованиям,
астрономии и геофизике*

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

В основу изданной в Шотландии в 1983 г. монографии «Введение в геомагнетизм» профессора У. Паркинсона положен курс лекций, прочитанных им студентам последнего курса Университета Тасмании, специализирующимся в области геофизики. Задачу этого курса, как пишет У. Паркинсон, он видел в том, чтобы заполнить пробел между краткими главами по геомагнетизму, обычно включаемыми в учебники по геофизике, и специализированными монографиями, посвященными углубленному анализу отдельных вопросов теории и методики геомагнитных исследований.

Надо отметить, что с этой задачей автор блестяще справился. Книга У. Паркинсона действительно представляет собой прекрасное введение в актуальные проблемы геомагнетизма, перекидывающее мостик между стандартными вузовскими курсами и современной наукой.

Геомагнетизм является одной из наиболее интенсивно развивающихся ветвей геофизики. Он охватывает как теорию постоянного поля Земли с ее проблемами происхождения и развития главного поля и вековых вариаций, магнитометрии и палеомагнетизма, так и вопросы электродинамики проводящих сред, физики плазмы и изучения околоземного космического пространства. Новые стимулы к развитию геомагнетизма дали практические задачи изучения внутреннего строения Земли и поиска полезных ископаемых, проблемы магнитной картографии и навигации и в последние годы экспериментальные исследования на спутниках и космических аппаратах.

Особенность книги У. Паркинсона, выгодно отличающая ее от других близких по тематике изданий, в частности от учебного пособия В. М. Яновского «Земной магнетизм» (изд-во Ленинградского

университета, 1978), состоит в том, что все перечисленные выше аспекты геомагнетизма нашли в ней свое отражение.

Вначале автор излагает основные определения, понятия и физические принципы, применяемые в геомагнетизме, а также описывает основные типы магнитометрической аппаратуры, включая современные криогенные магнитометры.

Затем в книге дается описание морфологии главного магнитного поля и его вековых вариаций. Здесь впервые в монографической литературе приведены данные уникальной съемки магнитного поля, выполненной американскими учеными в 1980—1981 гг. с помощью компонентного магнитометра, установленного на спутнике МАГСАТ (MAGnetic SATellite). Эта съемка позволила получить практически однородную плотность точек наблюдения как над сушей, так и над морем и тем самым существенно повысить качество анализа главного магнитного поля.

Большое внимание в книге уделено вопросам происхождения главного поля. Весьма поучительным и интересным является анализ различных моделей источников главного поля, данный в исторической ретроспективе. Разделы, посвященные теории гидромагнитного динамо, написаны ясно и просто и вместе с тем позволяют получить достаточно полное представление о современном состоянии проблемы.

Одна из глав книги посвящена описанию локального геомагнитного поля, включая вопросы палеомагнетизма и магнитной разведки. Приведены краткие сведения о методах решения прямых и обратных задач магнитометрии, а также результаты практических аэромагнитных исследований. Особый интерес представляет раздел, посвященный анализу магнитных аномалий в море. Рассмотрены не только методика морских магнитных съемок, но и вопросы геологии океанического дна, тектоники литосферных плит, спрединга и палеотектонических реконструкций. Этот раздел с интересом прочтут как магнитологи, так и специалисты более широкого профиля — геологи и геофизики.

С большим мастерством изложены в книге вопросы, связанные с природой и свойствами внешнего поля (гл. 4). Здесь читатель найдет краткое введение в физику плазмы, описание структуры и методов изучения ионосферы и магнитосферы Земли, характеристику основных типов вариаций геомагнитного поля.

Наконец, своеобразным введением в глубинную геоэлектрику может служить глава, содержащая основы теории электромагнит-

ной индукции в Земле. В этой главе рассмотрена индукция в сферически-симметричной и горизонтально-слоистой моделях Земли, дана теория проводящих пленок и оболочек Прайса. Кратко описаны способы решения обратных задач, основанные на методе Бейкуса—Гильберта и развитые в работах Паркера. Специальные разделы посвящены анализу глобального распределения электропроводности в Земле, а также геоэлектрическим аномалиям и методам их изучения.

Последнюю главу книги можно рассматривать как своеобразный «десерт», который, несомненно, доставит немало удовольствия любознательному читателю. Она содержит много интересных сведений по истории геомагнетизма, начиная с первых упоминаний о компасе в китайской мифологии, относящихся к XII в. до н. э., и кончая проведением Международного геофизического года в 1957—1958 гг. Весьма интересны и актуальны заметки автора о связи между земным магнетизмом и биологическими явлениями, такими, как ориентация птиц и пчел, чувствительность человека к воздействию магнитного поля и др.

Заключительный раздел книги автор посвящает описанию структуры и формы деятельности Международной ассоциации геомагнетизма и аэронавтики (МАГА) — основной всемирной организации, поддерживающей и направляющей работу ученых-магнитологов во всех странах мира. Следует отметить, что СССР является постоянным членом этой организации и многие ведущие советские ученые принимают активное участие в работе руководящих органов МАГА.

В заключение книги автор приводит весьма подробный список литературы по различным проблемам геомагнетизма, включающий 645 наименований. Этот список, рассчитанный на американских, английских и австралийских студентов, естественно, не содержит многих последних работ советских авторов, опубликованных на русском языке. Поэтому, кроме указаний на наличие русских переводов некоторых цитируемых автором книг, мы сочли необходимым привести дополнительный список рекомендуемых книг, имеющих на русском языке.

В целом предлагаемая советскому читателю книга У. Паркинсона, несомненно, весьма интересна. Ее можно рассматривать как очень удачную попытку сконцентрировать в сравнительно небольшом объеме наиболее важные вопросы, охватывающие практически все стороны того многогранного явления природы, которое мы называем одним словом — геомагнетизм.

Эта книга может служить пособием как студентам и аспирантам, специализирующимся в области геомагнетизма и аэрономии, так и ученым, работающим в различных областях геофизики и стремящимся познакомиться более глубоко со свойствами геомагнитного поля. Я надеюсь, что опубликование этой книги на русском языке будет способствовать приливу новых творческих сил в одну из самых древних (по своей истории) и самых молодых (по методам исследований) наук — науку о магнитном поле Земли.

Сентябрь 1985 г.

М. С. Жданов

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

По-видимому, всем университетским преподавателям хотелось бы иметь возможность более глубоко излагать свой любимый предмет, чем это позволяют жесткие рамки программы. Им было бы также желательно обращаться к более широкой аудитории, чем та, которая сидит перед ними на лекции. Таковы главные мотивы, побудившие меня написать эту книгу.

Вот почему я очень рад, что теперь моя аудитория включает в себя как тех, кто говорит по-английски, так и тех, кто говорит по-русски. Для меня большая честь, что эта книга была выбрана для перевода на русский язык. Надеюсь, что для многих студентов, владеющих русским языком, она будет полезным введением в науку о геомагнетизме.

Я воспользовался случаем и исправил ряд ошибок и опечаток, замеченных в английском издании.

У. Д. Паркинсон

ПРЕДИСЛОВИЕ

Посвящается памяти моего отца
и специалистам отдела земного магнетизма
Института Карнеги в Вашингтоне,
которые сделали так много для
создания основ современного геомагнетизма

Эта книга подготовлена на основе курса лекций по геофизике, прочитанного студентам последнего курса Университета Тасмании. Цель работы состояла в том, чтобы заполнить пробелы между краткими главами по геомагнетизму, включаемыми обычно в учебники по геофизике и более специальными книгами, в которых рассматривается лишь один из аспектов этого предмета.

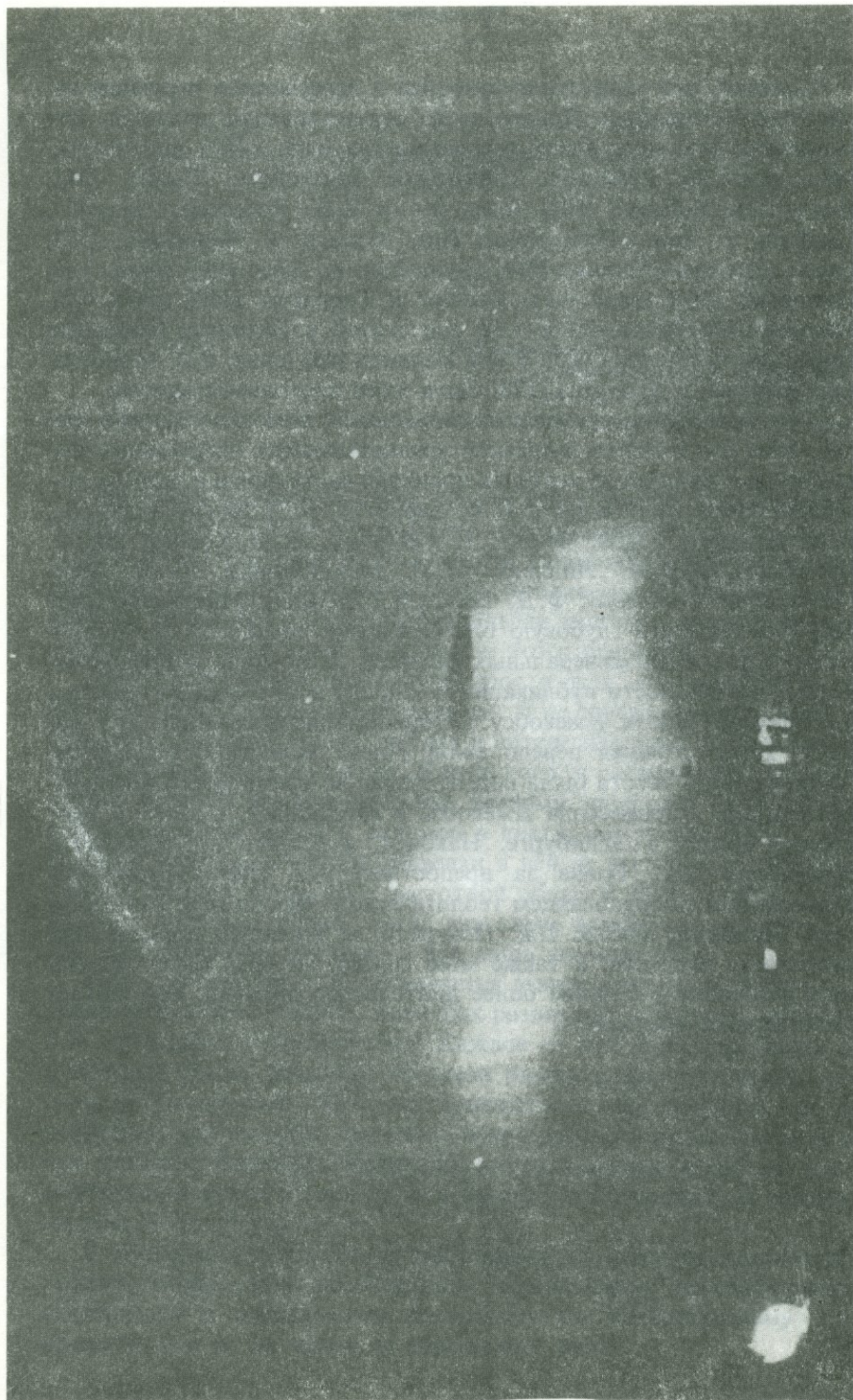
Наука непрерывна, поэтому вопрос о том, где установить ее границы, всегда труден и субъективен. Я не случайно использовал в названии приставку «гео-»: важная и интересная тема планетарного магнетизма в книгу не вошла. Кроме того, я рассматривал геомагнитное поле как явление природы, поэтому, например, хотя магнитотеллурический метод и включен в книгу, его тесная связь с вопросами электромагнитной разведки в ней не исследуется. Другую границу следует провести в частотной области. Пульсации в книге изучены довольно полно, тогда как такие высокочастотные явления, как колебания Шумана, в ней лишь упоминаются.

Геомагнитное поле представляется в виде векторной суммы четырех независимых полей, имеющих различные источники, временные масштабы и морфологию. Каждое из них рассматривается в отдельной главе. Довольно большой раздел посвящен физическим основам магнетизма. Хотя все приведенные там сведения есть в учебниках, мне кажется, читателю будет удобно и легко находить в нем исходные формулы. Некоторое место выделено также для рассмотрения вопроса о том, от чего зависит действующий на магнит момент — от **H** или от **B**.

Я постарался включить в текст книги достаточное количество ссылок, чтобы дать возможность начинающему исследователю углубляться в специальную литературу по интересующему его предмету и в то же время не перегрузить книгу.

Конечно, при подготовке рукописи я пересмотрел огромное количество литературы. Однако часто первостепенную важность при написании того или иного раздела имела одна книга или статья. Мне приятно отметить следующие источники: Смайт [542] (разд. 1.3), Робертс [503] (разд. 2.4 и 2.5), Рочестер, Джекобс, Смайли и Чонг [506] (разд. 2.6), Стейси и Бенерджи [552] (разд. 3.1), Мак-Элхинни [394] (разд. 3.2), А. Кокс [147] (разд. 3.4), Ратклифф [484] (разд. 4.1), Ришбет и Гэрриотт [499] (разд. 4.2), Нишида [431] (разд. 4.3 и 4.5), ряд статей в *Terrestrial Magnetism* Кричтона Митчелла (разд. 6.1) и Барноти [45] (разд. 6.2). Монография Чепмена и Бартелса [128] была моей настольной книгой.

При подготовке рукописи я пользовался помощью многих людей. Мне бы хотелось выразить признательность следующим специалистам, каждый из которых прочитал часть книги и дал мне полезный совет: М.Р. Бэнксу, С.Ф. Барретту, К.Д. Коулу, А. Дюбе, Р.А. Дункану, Р.Дж. Форду, Д. Габбинсу, Б.А. Хоббсу, Дж.А. Джекобсу, Ф.Е.М. Лиллею, М.У. Мак-Элхинни, П.М. Мак-Грегори, М. Соломону, Ф.Д. Стейси и Т.А. Янгу. Мне также хотелось бы выразить глубокую благодарность директору австралийского Управления минеральных ресурсов за помощь и предоставленные возможности публикации большого количества материалов и профессору Дж.А. Джекобсу, который поддержал меня в тот момент, когда стоящая передо мной задача казалась непосильной. Большая часть текста была подготовлена во время моего пребывания сначала у профессора Джекобса в Кембридже, а затем у профессора Крира в Эдинбурге. Наконец, я должен поблагодарить профессора Д.Г. Грина за предоставленную мне возможность пользоваться оборудованием геологического факультета Университета Тасмании, миссис Дж. Понгратц за большую помощь при подготовке рисунков, а также мою семью, которая была лишена моей компании в течение более длительного времени, чем можно было заранее предвидеть.



Глава 1

ВВЕДЕНИЕ

1.1. ГЕОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ

Одно из свойств Земли состоит в том, что она обладает собственным магнитным полем, которое называют геомагнитным. Оно сложным образом изменяется во времени и в пространстве. Предметом геомагнетизма как науки является объяснение особенностей структуры и поведения геомагнитного поля, а также его связи с другими геофизическими явлениями.

Земля состоит из жидкого металлического ядра, твердых мантии и коры, непроводящей атмосферы и окружающей ее плазменной области, называемой магнитосферой. Все эти области, за исключением атмосферы, вносят свой вклад в геомагнитное поле или оказывают на него влияние. Кроме того, многие породы имеют магнитную «память», охватывающую тысячи миллионов лет. Поэтому неудивительно, что тщательное изучение геомагнитного поля позволяет получить обильную информацию о строении и эволюции Земли. Например, первое указание на то, что верхняя атмосфера проводит электрический ток, появилось в результате анализа суточных вариаций геомагнитного поля. Среди более поздних вкладов геомагнетизма в науку о Земле можно отметить: гипотезу о движении жидкого ядра, предложенную на основе факта существования поля и его длиннопериодных вариаций; концепцию спрединга океанического дна, основанную на исследовании линейных океанических магнитных аномалий и подтверждаемую наблюдением палеомагнитных направлений на различных континентах; сложное взаимодействие между Землей и корпускулярным излучением Солнца, которое проявляется в магнитных бурях; открытие аномалий электропроводности в результате изучения индуцированных полей. Геомагнетизм находит также важные приложения при решении многих практических задач. При выявлении запасов полезных ископаемых используется как тонкая структура постоянного поля, так и связь между временными вариациями магнитного и электрического полей. Хорошо известна роль геомагнитного поля в навигации. Остаточная намагниченность предметов материальной культуры древнего человека — полезный инструмент археологических исследований.

Поскольку наше тело не обладает непосредственной чувствительностью к магнитному полю, о существовании геомагнитного поля не было известно до конца XVI в. Однако китайцы, возможно, применяли магнитный компас уже в I в. н.э., а природные магниты были известны грекам в античное время. Само слово «магнит» происходит от названия местности — Магнезии (Magnesia) — в Фессалии (Thessaly).

Необходимо сказать несколько слов о названии самого предмета. Раньше в английской литературе использовался термин *Terrestrial Magnetism* («земной магнетизм») — сочетание производных от греческого и латинского слов. В настоящее время предпочтение повсеместно отдается термину «геомагнетизм» [124]. Он стоит в одном ряду с такими названиями, как «геодезия», «геоморфология» и др.

ЭЛЕМЕНТЫ МАГНИТНОГО ПОЛЯ. Магнитное поле обнаруживается по действию на магнит вращающего момента. Установлено, что последний зависит от ориентации магнита. Следовательно, поле имеет в каждой точке определенное направление. Это векторное поле, обозначаемое буквой **V**, поэтому для его определения необходимо знать три величины (векторные операции, используемые в книге, объясняются в приложении 1).

За многие годы сложились удобные обозначения для компонент поля, которые обычно называют элементами поля. Выделяют три главных направления: истинный север, восток и направление вертикально вниз. Им соответствуют *X*-, *Y*- и *Z*-компоненты поля в декартовой системе координат. Кроме того, широко используются также другие элементы: *D* — склонение — угол между истинным севером и горизонтальной компонентой поля, отсчитываемый от направления на север по часовой стрелке (угол, на который «склоняется» стрелка компаса, указывая направление на север); *I* — наклонение — угол между направлением поля и горизонтальной плоскостью, отсчитываемый по направлению вниз от горизонтали; *H* — горизонтальная составляющая — величина горизонтальной проекции вектора поля (не путать с вектором **H**, который определяется в разд. 1.3); *T* — полная напряженность (иногда ее обозначают буквой *F*) — амплитуда векторного поля.

Для определения поля можно использовать различные сочетания трех из приведенных выше элементов. Конкретный набор обычно определяется характером проводимых измерений. Для анализа используют главным образом *X* и *Y*-компоненты. Регистрируют обычно *H*, *D* и *Z*. Легче всего измерять элементы *H*, *D* и *I* или *Z*.

Тройки H, D, Z и T, I, D соответствуют цилиндрическим и сферическим координатам.

Вертикальную плоскость, в которой лежит вектор поля, называют *магнитным меридианом*, а перпендикулярную к ней вертикальную плоскость — *первым магнитным вертикалом*.

Между элементами поля существуют связи, вытекающие из простых тригонометрических соотношений:

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} D &= Y/X, \\ \sin D &= Y/H, \\ H &= (X^2 + Y^2)^{1/2}, \\ \operatorname{tg} I &= Z/H, \\ \sin I &= Z/T, \\ T^2 &= H^2 + Z^2 = X^2 + Y^2 + Z^2. \end{aligned}$$

Склонение иногда называют *вариацией компаса*. Это неудачное название, так как вариация подразумевает изменение во времени или в пространстве. Наклонение раньше иногда называли *углом падения*.

1.2. СОСТАВЛЯЮЩИЕ ПОЛНОГО ПОЛЯ

Поле, которое мы измеряем на поверхности Земли, является векторной суммой нескольких составляющих его полей. Каждое из них имеет свой источник, расположенный в некоторой области, и своеобразно изменяется во времени и в пространстве. Изменения поля как целого носят сложный характер, но в общем случае временные вариации очень плавно меняются от точки к точке, а пространственные изменения слабо зависят от времени. Это замечание относится ко всем элементам поля. Иначе говоря, производные $\partial \mathbf{V} / \partial t$ и $\partial \mathbf{V} / \partial x$ могут быть большими, в то время как производная $\partial^2 \mathbf{V} / \partial t \partial x$ обычно мала. Исключения из этой закономерности обсуждаются ниже в разд. 3.5 и 5.3.

Предположим, что мы смогли измерить некоторый элемент поля в большом числе точек в течение длительного промежутка времени. После усреднения данных по времени мы будем иметь дело лишь с пространственной вариацией. Соответствующий пример приведен на рис. 1, где представлены значения горизонтальной напряженности поля H вдоль меридиана 140° в.д. в диапазоне широт от 12° до 43° ю.ш. Данные наблюдений подверглись следующей обработке: те из них, которые были получены не точно на меридиане 140° в.д., были скорректированы с учетом небольшой вариации

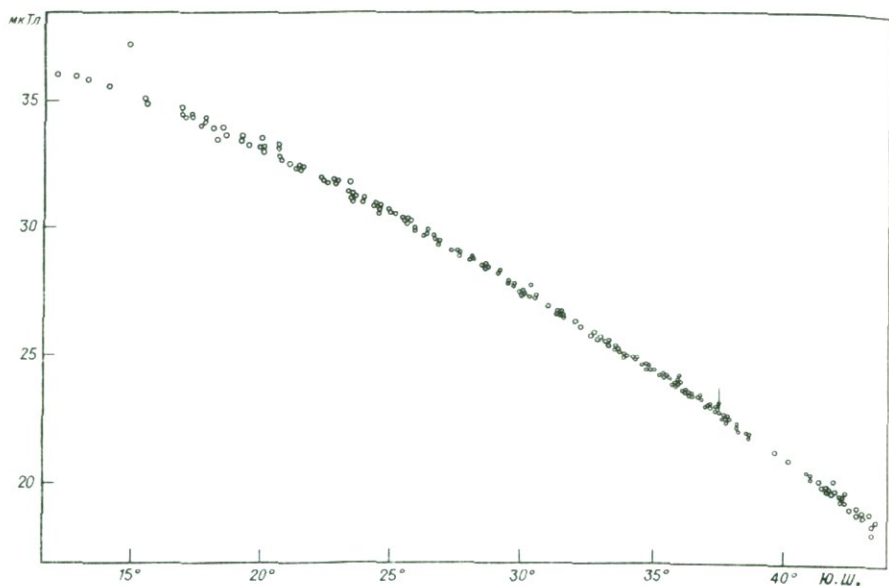


Рис. 1. Наблюдаемые значения горизонтальной составляющей поля вдоль меридиана 140° в.д. в интервале широт от 12° ю.ш. (северный Квинсленд) до 43° ю.ш. (южная Тасмания). В Туланги находится магнитная обсерватория, данные которой отмечены стрелкой. Длина стрелки соответствует изменению H за 50 лет.

по долготе; кроме того, была осуществлена незначительная коррекция с целью усреднения результатов наблюдений по времени. Здесь необходимо отметить два обстоятельства. Во-первых, все точки лежат очень близко к сглаженной кривой, которая должна иметь пространственную длину волны порядка длины окружности Земли. Во-вторых, большинство точек слегка отклоняются от этой сглаженной кривой, причем между отклонениями соседних или близких точек от кривой нет заметной корреляции. Ясно, что мы имеем дело с суперпозицией двух совершенно различных полей. Одно из них — глобальное поле с большой амплитудой, величина которой изменяется примерно вдвое на интервале 30° по широте. Амплитуда другого поля значительно меньше, причем длины волн его составляющих не превышают расстояний между точками регистрации. Источник первого поля находится глубоко в Земле, а второе поле связано с источниками, расположенными близко к поверхности. Удобно считать их двумя различными полями, каждое из которых вносит свой вклад в полное измеренное поле. Их называют соответственно *главным полем* и *локальным полем*.

Предположим, что временной интервал, по которому усреднялись данные для получения кривой на рис. 1, составлял один год. Если бы мы провели те же измерения и расчеты 20 лет спустя, то обнаружили бы небольшие, но вполне измеримые изменения главного поля. Эти изменения были бы различны на концах рассматриваемого диапазона широт, но от одного конца интервала до другого они изменялись бы очень плавно. Выполняя такие операции с данными каждые 20 лет в течение столетия, мы бы заметили, что, хотя изменение главного поля не является линейным по времени, оно происходит плавно и что знак отклонения не меняется на протяжении десятилетий. Эту вариацию главного поля называют *вековой вариацией*. Однако и спустя 100 лет мы бы обнаружили, что небольшие отклонения от сглаженной кривой не изменились.

Представим теперь, что в нескольких пунктах производятся непрерывные наблюдения. Если могут быть измерены временные изменения, составляющие сотые доли процента, то во всех пунктах будут зарегистрированы сложные временные вариации. В некоторые дни записываются лишь очень гладкие вариации с периодами порядка 24 ч. В другие дни регистрируются значительно более сильные вариации, имеющие сложный временной спектр, но включающие периоды вплоть до нескольких минут. Временные вариации в двух близких пунктах почти идентичны. В более удаленных точках сглаженные вариации совершенно различны, однако в те дни, когда в одном из пунктов записываются нерегулярные короткопериодные вариации, аналогичные вариации можно зарегистрировать и в других пунктах. Иллюстрация этого положения приведена на рис. 2.

При тщательном анализе записей, сделанных в ряде пунктов, где поле регистрируется непрерывно, оказывается, что существует множество различных типов временных вариаций, каждый из которых имеет свою морфологию. Термин «морфология» используется для того, чтобы обозначить зависимость от широты и долготы. Каждый из отмеченных выше типов временных вариаций мы можем рассматривать как отдельное поле. При дальнейшем анализе эти зависящие от времени поля можно разделить на две части: одна часть обусловлена источниками внутри Земли, а другая — внешними источниками. Приведенные соображения служат основой для последующего разделения полного поля на составляющие. В табл. 1 перечислены составляющие, на которые можно разделить полное поле, зарегистрированное на поверхности Земли. Поля 1 и 2 рассматриваются соответственно в гл. 2 и 3, поля 3, 4, 5 и 6 — в гл. 4, а поле 7 — в гл. 5.

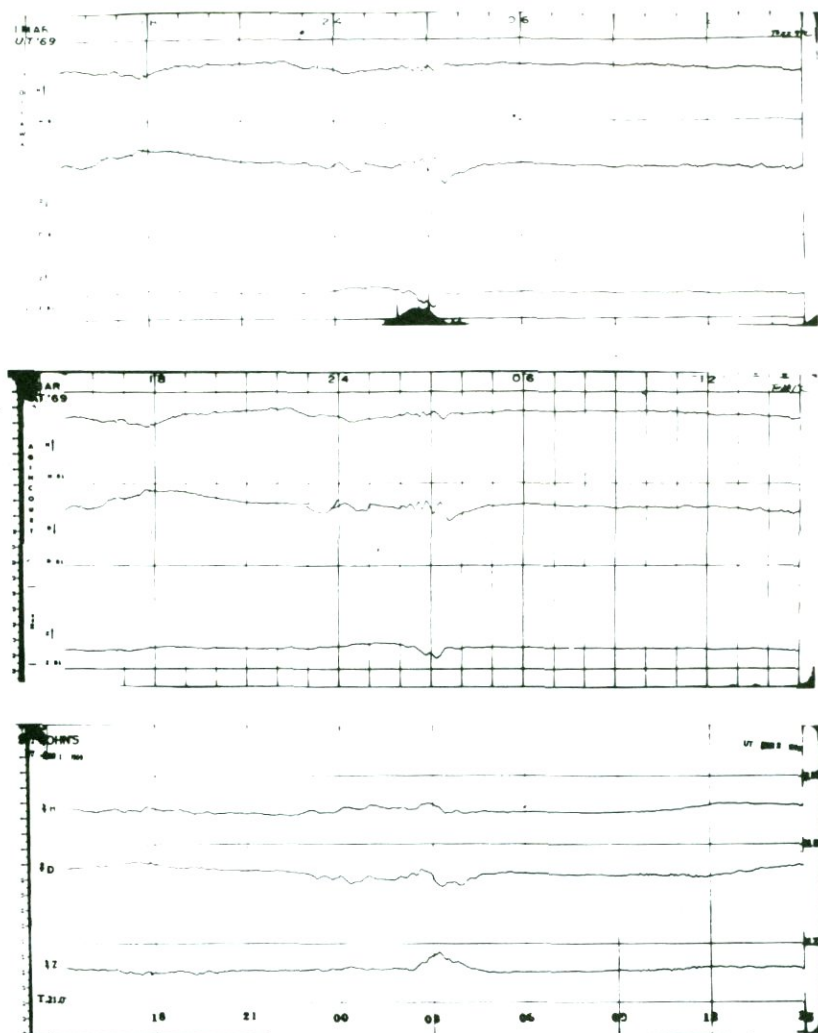


Рис. 2. Магнитограммы временных вариаций геомагнитного поля в Оттаве (вверху), Аджинкorte (в центре) и Сент-Джонсе (внизу), записанные 1 марта 1969 г. Отметим сходство кривых в Аджинкorte (удаленном на 3° от Оттавы) с кривыми в Оттаве и их отличие от кривых, записанных в Сент-Джонсе (удаленном на 17° от Оттавы). Изменения H - и Z -компонент в Сент-Джонсе противоположны по знаку их изменениям на двух других станциях.

2.	Локальное поле	Кора выше геотермы, соответствующей точке Кюри	В среднем 100 нТл (до 100 тыс. нТл)	Очень нерегулярное, длины волн до 1 м	Нет	Локальные измерения на земной поверхности или в воздухе	Применяется в геофизической разведке и для измерения скорости спрединга океанического дна
3.	Регулярное поле магнитной бури	Магнитосфера	150 нТл (500 нТл)	Приближенно однородное внешнее поле	Период от 4 до 10 ч; восстановление через 2—3 дня	Обсерватория, магнитографы	Выявляет уровень солнечной активности
4.	Иррегулярное поле бури и суббури	Ионосфера и магнитосфера	100 нТл (200 нТл в авроральных зонах)	Глобальное, но более интенсивное в авроральных зонах	Периоды от 5 до 100 мин	Обсерватория и временные магнитографы	Выявляет уровень солнечной активности
5.	Суточная вариация	Ионосфера	50 нТл (200 нТл на экваторе)	Глобальное; в основном гармоника P_2^1 и P_3^2	Периодическая с периодами 24, 12 и 8 ч	Обсерватория, магнитографы	Индикатор приливных ветров в ионосфере
6.	Пульсации	Магнитосфера	Несколько нТл (100 нТл для P_g)	Квазиглобальное, более интенсивное вблизи авроральных зон	Квазипериодическая с периодами от 1 до 300 с	Высокоскоростные и индукционные магнитографы	Указывает на резонансы в магнитосфере
7.	Индукционные поля	Кора, верхняя мантия и океаны	Примерно вдвое меньше, чем для полей 3—6	Обычно глобальное, но местами иррегулярное	То же, что и для полей 3—6	Обсерватория и временные магнитографы	Показывает распределение электропроводности в коре и мантии

1.3. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ МАГНЕТИЗМА

Говорят, что в некоторой области существует магнитное поле, если на магнит, помещенный в эту область, действует момент сил. В начале XIX в. Эрстед обнаружил, что на магнит, помещенный в окрестности электрического тока, также действует некоторый момент сил. Вскоре после этого Ампер нашел, что вблизи электрического тока такие силы действуют не только на магниты, но и на другие электрические токи. Он сформулировал законы этого взаимодействия, которые можно обобщить следующим образом: на контур s_1 с током I_1 , помещенный в окрестности контура s_2 с током I_2 , в вакууме действует сила \mathbf{f} , равная

$$\mathbf{f} = (\mu_0/4\pi) I_1 I_2 \oint \oint r^{-3} ds_1 \times (ds_2 \times \mathbf{r}), \quad (1)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор элемента ds_1 относительно ds_2 . Эту формулировку можно принять за определение тока, так что единицу силы тока и ее размерность можно вывести из величины и размерности, принятых для постоянной μ_0 . На практике использовались различные системы единиц. Специалисты-магнитологи в прошлом чаще всего применяли так называемую «электромагнитную» систему, основанную на фундаментальных единицах СГС (при этом в формуле (1) полагали $\mu_0 = 4\pi$, т. е. считали μ_0 безразмерным параметром). В другой системе, основанной на СГС, принимают, что $\mu_0 = 4\pi c^{-2}$ (c — скорость света, равная приблизительно 3×10^{10} см · с⁻¹). Начиная с 50-х годов XX в. в технике и естественных науках появилась тенденция использовать еще одну систему единиц, основанную на фундаментальных единицах МКС и называемую Международной системой единиц (СИ). В 1973 г. на ассамблее МАГА (Международная ассоциация геомагнетизма и аэронавтики) в Киото [289, с. 4] магнитологи официально признали удобство электромагнитных единиц, которыми пользуются и в других науках, и приняли систему СИ. В ней $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн · м⁻¹ (или кг · м · с⁻² · А⁻²).

Мы можем выразить тот факт, что один контур с током оказывает влияние на другой контур с током, сказав, что 1) в окрестности контура 2 существует магнитное поле и 2) это поле действует на контур 1. Соответственно можно «расщепить» на части формулу (1). После этого нам надо решить, куда включить постоянную μ_0 : в формулу для поля, созданного контуром 2, или в формулу, описывающую действие поля на контур 1. Оказалось, что удобно иметь и ту и другую возможность. В результате одно физическое

явление, связанное с магнитным полем, описывается двумя векторами — *напряженностью* магнитного поля \mathbf{H} и *магнитной индукцией* \mathbf{B} . Читателю следует быть осторожным и не путать вектор \mathbf{H} со скаляром H — горизонтальной проекцией вектора \mathbf{B} , определенного в разд. 1.1.

Используя вектор \mathbf{H} , приведенные выше утверждения можно записать в виде

$$\mathbf{H} = (1/4\pi)I_2 \oint r^{-3} ds_2 \times \mathbf{r}, \quad (2)$$

$$\mathbf{f} = \mu_0 I_1 \oint ds_1 \times \mathbf{H} \quad (3)$$

или с помощью вектора \mathbf{B} :

$$\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi)I_2 \oint r^{-3} ds_2 \times \mathbf{r}, \quad (4)$$

$$\mathbf{f} = I_1 \oint ds_1 \times \mathbf{B}. \quad (5)$$

Эти формулы справедливы для вакуума или в отсутствие магнетика. При наличии последнего его влияние должно быть добавлено к действию тока. Вектор \mathbf{H} определен так, что в этом случае выражение (2) остается неизменным, а в (3) необходимо добавить еще один вектор, и оно приобретает вид

$$\mathbf{f} = \mu_0 I_1 \oint ds_1 \times (\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (6)$$

В соответствии с определением вектора \mathbf{B} выражение (5) остается справедливым и в этой ситуации. Отсюда можно вывести связь между \mathbf{B} , \mathbf{H} и \mathbf{M} :

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M}). \quad (7)$$

Для некоторых веществ вектор намагниченности \mathbf{M} пропорционален и параллелен \mathbf{H} и, следовательно,

$$\mathbf{M} = k\mathbf{H}. \quad (8)$$

Скаляр k называют *магнитной восприимчивостью* вещества. Введем соотношение

$$\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + k\mathbf{H}) = \mu_0(1+k)\mathbf{H} = \mu\mathbf{H}, \quad (9)$$

где

$$\mu = \mu_0(1+k) \quad (10)$$

— *магнитная проницаемость* вещества. Величину μ_0 можно считать магнитной проницаемостью немагнитного вещества. Ее иногда называют магнитной проницаемостью вакуума. Вещества, для которых справедливы соотношения (8) и (9), обычно являются лишь слабыми магнетиками и не представляют большого интереса для геомагнетизма.

Силы Лоренца. Рассмотрим элемент контура l длиной ds , имеющий единичный тангенциальный вектор \hat{t} . Тогда уравнение (5) можно интерпретировать так, что сила, отнесенная к единице длины ($l\hat{t} \times \mathbf{B}$), действует на каждый элемент контура. Мы можем представить себе, что ток состоит из множества дискретных зарядов q , перемещающихся по контуру со скоростью \mathbf{v} . Если число зарядов на единицу длины равно n , то

$$\hat{t}l = nq\mathbf{v},$$

а сила на единицу длины равна $nq\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. Соответственно сила, действующая на заряд q , равна

$$\mathbf{f}_q = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}. \quad (11)$$

Это выражение справедливо для заряженных частиц независимо от того, ограничено их движение контуром или нет. Мы воспользуемся соотношением (11) в гл. 4.

Если ток с плотностью \mathbf{J} течет в проводящем теле, то, разделив силу, приходящуюся на единицу длины, на площадь, мы получим силу, отнесенную к единице объема,

$$\mathbf{F} = \mathbf{J} \times \mathbf{B}. \quad (12)$$

Такие силы называют *силами Лоренца*.

Единицы электрических и магнитных величин. Из формул (2) и (4) следует, что напряженность магнитного поля \mathbf{H} измеряется в $\text{А} \cdot \text{м}^{-1}$, а магнитная индукция \mathbf{B} — в единицах ($\text{Гн} \cdot \text{А} \cdot \text{м}^{-2}$) или в теслах (Тл). Единицу $\text{Гн} \cdot \text{А}$ (или $\text{В} \cdot \text{с}$) называют *вебером* (Вб), так что магнитную индукцию \mathbf{B} можно выразить в $\text{Вб} \cdot \text{м}^{-2}$. В электромагнитных единицах \mathbf{B} выражается в гауссах (Гс). Хотя размерности \mathbf{H} и \mathbf{B} в электромагнитной системе единиц одинаковы, \mathbf{H} обычно выражают в эрстедах (Э), которые эквивалентны гауссам. В геомагнитной практике обычно пользуются единицей *гамма* (γ), которая составляет 10^{-5} Гс. В современных исследованиях используют нанотеслу (нТл), которая равна одной гамме.

Мы рассмотрим также *сопротивление* и некоторые другие характеристики вещества. Сопротивление и обратная ему величина (*проводимость*) — это свойства вещества, которые связывают

разность потенциалов между двумя точками и ток, текущий по известному пути между ними. Соответствующие величины, определенные для единицы объема вещества, называются *удельным электрическим сопротивлением* (ρ) и *удельной электропроводностью* (σ).

Приведем для удобства некоторые единицы измерения в системах СИ и СГСМ:

Магнитная индукция \mathbf{B} : $1 \text{ Тл} = 10^4 \text{ Гс} = 10^9 \text{ нТл} = 10^9 \gamma$.

Напряженность магнитного поля \mathbf{H} : $1 \text{ А} \cdot \text{м}^{-1} = 4\pi \cdot 10^{-3} \text{ Э} \approx 1257 \gamma$.

Намагниченность \mathbf{M} : $1 \text{ А} \cdot \text{м}^{-1} = 10^{-3} \text{ см}^{-1/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Магнитный момент m : $1 \text{ А} \cdot \text{м}^2 = 10^3 \text{ см}^{5/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Магнитный потенциал U : $1 \text{ Тл} \cdot \text{м} = 10^6 \text{ Гб}$.

Магнитный потенциал W : $1 \text{ А} = 4\pi \cdot 10^{-1} \text{ Гб}$.

Магнитный поток Φ : $1 \text{ Вб} = 10^8 \text{ Мкс}$.

Напряженность электрического поля E : $1 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1} = 10^6 \text{ см}^{3/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-2}$.

Электрический заряд q : $1 \text{ К} = 10^{-1} \text{ см}^{1/2} \cdot \text{Г}^{1/2}$.

Сила тока I : $1 \text{ А} = 10^{-1} \text{ см}^{1/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Плотность тока J : $1 \text{ А} \cdot \text{м}^{-2} = 10^{-5} \text{ см}^{-3/2} \cdot \text{Г}^{1/2} \cdot \text{с}^{-1}$.

Электрическое сопротивление R : $1 \text{ Ом} = 10^9 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$.

Электрическая проводимость G : $1 \text{ См} = 10^{-9} \text{ см}^{-1} \cdot \text{с}$.

Удельное электрическое сопротивление ρ : $1 \text{ Ом} \cdot \text{м} = 10^{11} \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$.

Удельная электрическая проводимость σ : $1 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1} = 10^{-11} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}$.

Давление p : $1 \text{ Па} = 10 \text{ дин} \cdot \text{см}^{-2}$.

УРАВНЕНИЯ МАКСВЕЛЛА. Вся классическую теорию электромагнетизма можно вывести из четырех дифференциальных уравнений, впервые предложенных Максвеллом, и еще некоторых соотношений между векторами поля, таких, например, как закон Ома. Наряду с векторами \mathbf{H} и \mathbf{B} уравнения Максвелла содержат два электрических вектора \mathbf{E} и \mathbf{D} . Кроме того, используется пятый вектор — плотность тока \mathbf{J} , а также скаляр — плотность электрического заряда q . Уравнения Максвелла имеют вид

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t, \quad (13)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (14)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = 0, \quad (15)$$

$$\operatorname{div} \mathbf{D} = q. \quad (16)$$

Все эти соотношения справедливы в каждой точке среды. Закон Ома записывается в следующей форме:

$$\mathbf{J} = \sigma \mathbf{E}. \quad (17)$$

Во многих приложениях геомагнетизма второй член в правой части (13) намного меньше, чем первый.

Потенциалы. Во многих задачах физики бывает удобно вместо вектора рассматривать скаляр, который содержит в себе ту же информацию о поле. Часто вектор можно представить как градиент скаляра. В этом случае скаляр называют потенциалом вектора. Введение скалярного потенциала аналогично описанию крутизны местности посредством указания в каждой точке области высоты над уровнем моря. Такой подход неадекватен действительности в случае, когда под поверхностью есть пустоты; аналогичные ограничения справедливы и для потенциала. Высоты не обязательно отсчитывать от уровня моря — можно использовать любой уровень. Так же произвольно (с точностью до аддитивной постоянной) выбирают и потенциалы.

Мы можем определить скалярные потенциалы, соответствующие \mathbf{H} и \mathbf{B} , формулами

$$\mathbf{H} = -\nabla W, \quad [W] = \text{ампер},$$

$$\mathbf{B} = -\nabla U, \quad [U] = \text{вебер} \cdot \text{м}^{-1} = \text{тесла} \cdot \text{м},$$

Согласно (П14)*, такое представление векторов возможно только в том случае, когда их роторы равны нулю. По отношению к вектору \mathbf{H} (и обычно по отношению к вектору \mathbf{B}) это означает, что выражение $\mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t$ должно быть равно нулю; иначе говоря, в области определения W или U не должно быть токов. Магнитные потенциалы W и U однозначно определяются лишь в простых связанных областях, в которых нет токов. Так, например, если вдоль оси тора течет ток, то однозначности в определении потенциалов нет. Аналогично электростатический потенциал V (напряжение), связанный с электрическим полем по формуле

$$\mathbf{E} = -\nabla V,$$

нельзя определить в области, в которой изменяются магнитные поля [см. формулу (14)].

* Формулы, номера которых включают букву П, находятся в приложениях.

При наличии электрических токов полезно определить векторный потенциал \mathbf{A} так, чтобы выполнялись условия

$$\mathbf{B} = \text{rot } \mathbf{A} \quad \text{и} \quad \text{div } \mathbf{A} = 0. \quad (18)$$

В силу (15), это всегда можно сделать. В отсутствие магнетиков формулу (13) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \text{rot } \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} = \\ &= \text{rot } \text{rot } \mathbf{A} = \\ &= -\nabla^2 \mathbf{A}. \end{aligned}$$

Таким образом, векторный потенциал \mathbf{A} удовлетворяет уравнению Пуассона в форме (П30), и его можно представить выражением

$$\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) \int \mathbf{J} r^{-1} dv.$$

Если суммарный ток I течет в тонком проводе, а \mathbf{s} — радиус-вектор рассматриваемых точек, то справедлива формула

$$\mathbf{A} = (\mu_0/4\pi) \oint (I/r) ds, \quad (19)$$

которая полезна при вычислении поля заданной конфигурации токов. Потенциальный характер вектора \mathbf{A} можно увидеть, записав (4) в виде

$$\mathbf{B} = (\mu_0/4\pi) \int I ds \times \nabla(1/r).$$

Поскольку, беря ротор от (19), мы получаем магнитную индукцию, соответствующую системе токов в отсутствие магнетиков, то деление полученного выражения на μ_0 дает напряженность магнитного поля (даже в присутствии магнетиков).

Из (14) следует

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B}/\partial t = -\text{rot } (\partial \mathbf{A}/\partial t).$$

Первое из этих двух равенств можно также получить, взяв ротор от обеих частей выражения:

$$\mathbf{E} = -\partial \mathbf{A}/\partial t - \nabla V. \quad (20)$$

Таким образом,

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = -\nabla^2 V = (1/\epsilon) \nabla \cdot \mathbf{D} = q/\epsilon.$$

Второй член в правой части (20) соответствует электрическому полю, обусловленному электростатическими зарядами, тогда как первый член связан с изменением магнитных полей во времени.

Иногда векторный потенциал \mathbf{A} удобно определить так, чтобы выполнялись соотношения

$$\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t$$

и

$$\operatorname{div} \mathbf{A} = \nabla^2 \psi,$$

где

$$\partial\psi/\partial t = V.$$

Однако такой выбор постоянной интегрирования в книге использоваться не будет.

УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА. Скалярный потенциал W можно определить лишь в области, не содержащей токов. Если, кроме того, в этой области $\operatorname{div} \mathbf{M} = 0$, то

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} W = \nabla^2 W = 0. \quad (21)$$

При выполнении условия

$$\mathbf{J} + \operatorname{rot} \mathbf{M} = 0$$

можно ввести скалярный потенциал U , удовлетворяющий, согласно (15), уравнению

$$\nabla^2 U = 0, \quad (22)$$

Таким образом, в областях, свободных от источников магнитного поля, как W , так и U удовлетворяют уравнению Лапласа.

Токовая функция. В геомагнетизме часто бывает удобно рассматривать токи, текущие в тонких проводящих пленках, причем настолько тонких, что мы можем приписывать им конечную поверхностную проводимость S , определяемую формулой

$$S = \int \sigma \, ds,$$

где интеграл берется по толщине пленки. Удобный способ описания системы токов, текущих в пленке, состоит в определении скалярной величины K , которую называют *токовой функцией*. Для точек P и Q , взятых на пленке, разность $K(Q) - K(P)$ равна току, текущему слева направо (если смотреть от P к Q) и пересекающему любую линию, соединяющую эти точки. Токовая функция может рассматриваться как разновидность векторного потенциала с поверхностной плотностью тока \mathbf{J}_s :

$$\mathbf{J}_s = \operatorname{rot} (K\hat{\mathbf{n}}), \quad (23)$$

где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичная нормаль к поверхности, по которой течет ток.

Если поверхность замкнута, то вектор \mathbf{n} направлен вовне ее. Как и для всех потенциалов, нулевой уровень можно выбирать произвольно.

МАГНИТНЫЕ ПОЛЯ, СВЯЗАННЫЕ С ПРОСТЫМИ ТОКОВЫМИ СИСТЕМАМИ.

1) *Поле прямолинейного кабеля.* Искомую формулу можно получить, интегрируя выражение (2) или просто применяя (13) и (П27) по отношению к петле, соосной с проводом.

В произвольной точке P справедливо соотношение

$$\mathbf{H} = (2\pi r^2)^{-1} \mathbf{r} \times \mathbf{I}, \quad (24)$$

где \mathbf{I} — вектор тока, а \mathbf{r} — радиус-вектор ближайшей к P точки провода. Формула (24) известна как закон Био—Савара.

2) *Плоская пленка с током.* Представим себе бесконечную плоскую пленку, в которой в направлении $\hat{\mathbf{j}}$ течет постоянный ток с поверхностной плотностью J_s ($\text{А} \cdot \text{м}^{-1}$), и пусть точка P находится на расстоянии h от этой пленки в направлении $-\hat{\mathbf{k}}$. Тогда орт $\hat{\mathbf{i}}$ параллелен плоскости, но перпендикулярен направлению тока. Рассмотрим полосу тока шириной dx и подставим в формулу (24) значение $\mathbf{I} = J_s \hat{\mathbf{j}} dx$:

$$\mathbf{H} = \int_{-\infty}^{\infty} (2\pi r^2)^{-1} J_s \mathbf{r} \times \hat{\mathbf{j}} dx.$$

Перейдя к полярным координатам с центром в точке P , получаем:

$$\begin{aligned} H_z &= 0, \\ H_x &= \pm \frac{1}{2} J_s. \end{aligned} \quad (25)$$

Таким образом, поле параллельно пленке, но перпендикулярно направлению тока и не зависит от расстояния до пленки. Знак «минус» в (25) соответствует случаю, когда точка P находится в направлении $-\hat{\mathbf{k}}$ от пленки.

Вместе с тем применять формулы (25) к реальным ситуациям следует осторожно. Бесконечных плоских пленок с током в природе не существует, и при уменьшении кривизны реальной пленки поле вблизи нее уже не удовлетворяет условиям (25). Например, для наблюдателя, находящегося вблизи экватора, зональный участок большой сферической поверхности, по которой текут токи с плотностью $J_s \sim \sin\theta$, кажется плоской пленкой с током, тогда как поля на внутренней и внешней сторонах поверхности равны соответственно $\frac{2}{3} J_s$ и $-\frac{1}{3} J_s$. Если рассматриваемая поверхность есть участок

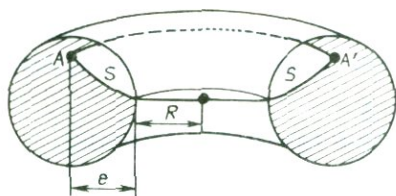


Рис. 3. Окружность AA' и поверхность S , используемые при вычислении магнитного поля в соленоиде.

очень большого тора, то с ее внутренней стороны поле равно J_s , а с внешней — нулю. Вместе с тем разность значений тангенциальной компоненты поля на разных сторонах проводящей пленки с током всегда удовлетворяет уравнению (38).

3) *Поле внутри соленоида.* Представим себе катушку, имеющую форму тора с внутренним радиусом R , на которую навита проволока с плотностью N витков на единицу длины и пренебрежимо малым питч-углом. Рассмотрим две точки A и A' на окружности, расположенной внутри тора соосно с ним (рис. 3). Пусть эта окружность является границей поверхности S , которая пересекает витки катушки в экваториальной плоскости тора. Возьмем интеграл от \mathbf{H} по этой окружности

$$\oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r} = \int \text{rot } \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S}.$$

Используя симметрию, легко получаем

$$|\mathbf{H}| 2\pi(R+e) = IN2\pi R,$$

где e много меньше диаметра самой катушки. Устремим теперь R к бесконечности (при этом образуется очень длинный прямой соленоид). Тогда из предыдущей формулы мы получим выражение для амплитуды вектора \mathbf{H} :

$$|\mathbf{H}| = IN. \quad (26)$$

Из соображений симметрии следует, что, когда питч-угол пренебрежимо мал, направление магнитного поля будет совпадать с осью соленоида. В противном случае появится поперечная компонента вектора \mathbf{H} .

4) *Поле вне тора.* Как и выше, мы можем рассмотреть расположенную вне тора окружность, являющуюся границей поверхности, не пересекающей его витки. Тогда

$$0 = \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = \int \text{rot } \mathbf{H} \cdot d\mathbf{S} = \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r}.$$

Так как структура симметрична, продольная компонента \mathbf{H} должна быть одинакова во всех точках окружности. Следовательно,

она равна нулю. Но, поскольку ток течет в меридиональных плоскостях (если пренебрегать влиянием конечного питч-угла), суммарное магнитное поле имеет только продольную компоненту. Таким образом, ток, текущий в торе, не создает внешнего поля.

5) Токи на сферической поверхности. Пусть

$$K = CS_n(\theta, \phi)$$

— токовая функция, описывающая систему токов, текущих по сферической пленке радиуса a ; S_n — сферическая гармоника порядка n [см. уравнение (П93)]. Мы хотим найти магнитное поле как во внешней, так и во внутренней по отношению к пленке областях. Будем считать, что магнетиков нет. Тогда магнитный потенциал в обеих областях удовлетворяет уравнению Лапласа. Во внешней области, согласно (П115) и (П93), потенциал W можно записать в виде

$$W_o = \sum_N A_N S_N(\theta, \phi) (a/r)^{N+1}$$

а во внутренней — в виде

$$W_i = \sum_N B_N S_N(\theta, \phi) (r/a)^N$$

Отметим, что W_o стремится к нулю при $r \rightarrow \infty$, а W_i — при $r = 0$. Поверхностную плотность тока можно найти по формуле (23). Ее ϕ -компонента равна

$$J_{\phi b} = -a^{-1} C \partial S_n / \partial \theta. \quad (27)$$

Вычислим теперь линейный интеграл от \mathbf{H} по малому прямоугольному контуру, длинные стороны которого находятся с внутренней и внешней сторон пленки (рис. 4):

$$\begin{aligned} \oint \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r} &= [(H_\theta)_o - (H_\theta)_i] a d\theta = \\ &= - [\partial W_o / \partial \theta - \partial W_i / \partial \theta] d\theta = \\ &= - \sum_N [A_N \partial S_N / \partial \theta - B_N \partial S_N / \partial \theta] d\theta. \end{aligned} \quad (28)$$

Согласно (27), ток, текущий в контуре, равен

$$I = J_{\phi b} a d\theta = -C (\partial S_n / \partial \theta) d\theta. \quad (29)$$

Заметим, что при любых значениях θ выражения (28) и (29) должны быть равны. Следовательно, все коэффициенты в (28), за исключе-

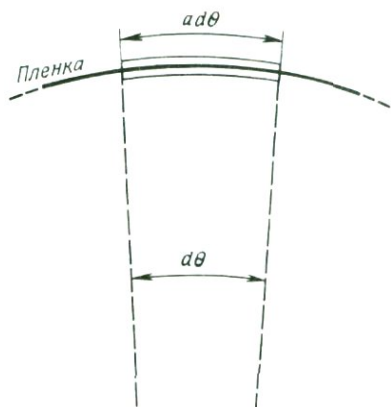


Рис. 4. Контур интегрирования по элементу сферической пленки (показана жирной линией) с током.

нием A_n и B_n , необходимо приравнять нулю, и мы получаем

$$C = A_n - B_n. \quad (30)$$

В отсутствие магнетиков нормальная компонента вектора \mathbf{H} , так же как и \mathbf{V} , непрерывна при переходе через любую поверхность. Отсюда

$$\begin{aligned} -\partial W_o / \partial r &= -\partial W_i / \partial r \quad \text{при} \quad r = a, \\ (n+1)A_n S_n &= -nB_n S_n, \end{aligned} \quad (31)$$

Из (30) и (31) следует

$$\begin{aligned} A_n &= n(2n+1)^{-1}C, \\ B_n &= -(n+1)(2n+1)^{-1}C. \end{aligned}$$

Таким образом, потенциал поля с внешней стороны пленки равен

$$W_o = Cn(2n+1)^{-1}S_n(\theta, \phi)(a/r)^{n+1}, \quad (32)$$

а с внутренней —

$$W_i = -C(n+1)(2n+1)^{-1}S_n(\theta, \phi)(r/a)^n. \quad (33)$$

Тот факт, что каждой гармонике токовой функции соответствует в потенциале гармоника того же порядка, означает, что из разложения по гармоникам токовой функции с помощью простого преобразования можно получить разложение для потенциала и наоборот.

б) *Малая круговая петля с током.* В данном случае проще всего воспользоваться формулой (19) (см., например, [542, разд. 7.10]). Введем цилиндрическую систему координат (рис. 5) с началом в центре петли радиуса a . Мы хотим найти поле в точке P , имеющей

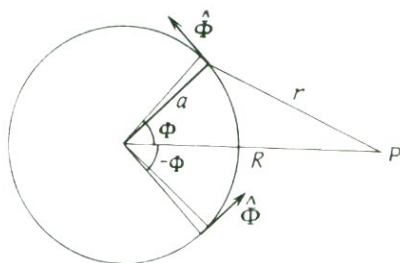


Рис. 5. Геометрические построения, необходимые для вывода уравнения (34). (Ось Z перпендикулярна плоскости рисунка и направлена к читателю.)

координаты $R, 0, z$. Вследствие симметрии угол ϕ можно отсчитывать от плоскости Rz , в которой находится точка P . Вектор $d\mathbf{s}$ равен $a\phi d\phi$, где ϕ — единичный вектор в направлении увеличения $\hat{\phi}$. Так как при интегрировании вокруг петли направление ϕ изменяется, искомый вектор удобно разложить на две компоненты — параллельную и перпендикулярную плоскости $\phi = 0$. Тогда интегрирование параллельной компоненты, т. е. члена $a\sin\phi\hat{\phi}d\phi$, даст в результате нуль, так как вклады от двух половин петли равны по величине, но имеют разные знаки. В то же время при интегрировании перпендикулярной компоненты эти вклады складываются, не уничтожая друг друга. Поэтому векторный потенциал \mathbf{A} перпендикулярен плоскости Rz и имеет лишь компоненту A_ϕ :

$$\begin{aligned} \mathbf{A} &= A_\phi \hat{\phi}, \\ A_\phi &= (\mu_0 I / 4\pi) \oint r^{-1} a \cos \phi \, d\phi = \\ &= (\mu_0 I / 2\pi) \int_0^\pi a \cos \phi (z^2 + R^2 + a^2 - 2aR \cos \phi)^{-1/2} d\phi. \end{aligned} \quad (34)$$

Для петли конечных размеров необходимо считать эллиптические интегралы, но если размеры петли малы по сравнению с расстоянием до точки P , ситуация упрощается:

$$\begin{aligned} A_\phi &= (\mu_0 I / 2\pi) \int_0^\pi a \cos \phi (z^2 + R^2)^{-1/2} \left(1 + \frac{aR \cos \phi}{z^2 + R^2}\right) d\phi = \\ &= (\mu_0 I / 2\pi) R a^2 (z^2 + R^2)^{-3/2} \int_0^\pi \cos^2 \phi \, d\phi = \\ &= a^2 \mu_0 I \sin^2 \theta (2r)^{-2}, \end{aligned}$$

где r — теперь расстояние от центра малой петли до P , а θ — угол между радиус-вектором точки P и осью. Заметим, что мы теперь используем сферическую систему координат и по формуле (18) с по-

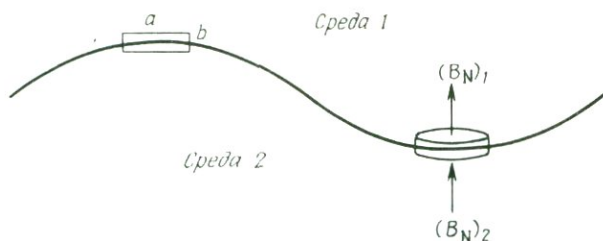


Рис. 6. Контур интегрирования в (37) (слева) и объем интегрирования в (39) (справа).

мощью (П41) находим \mathbf{B} :

$$B_r = (\mu_0 IS/4\pi)r^{-3} \cos \theta, \quad (35)$$

$$B_\theta = (\mu_0 IS/4\pi)r^{-3} \sin \theta, \quad (36)$$

где S — площадь петли.

Условия на границе. Скачок электромагнитных полей на поверхности, разделяющей две среды с различными свойствами, удовлетворяет определенным граничным условиям. При этом не обязательно, чтобы поверхность была плоской, однако ее кривизна должна быть конечной.

Разрыв тангенциальной компоненты вектора \mathbf{H} можно найти, рассматривая малый прямоугольный контур, большие стороны которого длиной a целиком лежат в разных средах, а длина меньших сторон равна b (рис. 6). Интегрируя вдоль этого контура и используя формулы (13) и (П27), мы записываем

$$\begin{aligned} \int \mathbf{H} \cdot d\mathbf{r} &= [(H_T)_1 - (H_T)_2]a = \\ &= \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S} = J_T ab \rightarrow 0 \text{ при } b \rightarrow 0. \end{aligned} \quad (37)$$

При наличии поверхностных токов $J_s = J_T b$, остающихся конечными при $b \rightarrow 0$, (37) принимает вид

$$a[(H_T)_1 - (H_T)_2] = J_s a, \quad (38)$$

и скачок H_T (тангенциальной компоненты \mathbf{H}) в этом случае равен поверхностной плотности тока в перпендикулярном направлении. Применяя (14) к тому же прямоугольному контуру, мы находим, что тангенциальная компонента \mathbf{E} при переходе через поверхность также остается непрерывной:

$$(E_T)_1 = (E_T)_2.$$

Скачок нормальной компоненты \mathbf{B} можно найти, применяя уравнение (15) к малому диску, плоские поверхности которого (с пренебрежимо малой кривизной) находятся в разных средах (рис. 6):

$$\begin{aligned} \int \operatorname{div} \mathbf{B} \, dV &= \int \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dS = \\ &= (B_N)_1 - (B_N)_2 = \\ &= 0. \end{aligned} \quad (39)$$

Таким образом, нормальная компонента \mathbf{B} всегда непрерывна при переходе через поверхность. Так как ток определяется скоростью передвижения зарядов, то разрыв нормальной компоненты тока \mathbf{J} должен быть равен скорости изменения поверхностного заряда:

$$(J_N)_1 - (J_N)_2 = (\partial/\partial t)q, \quad (= 0 \text{ в стационарном режиме}).$$

Диполи и мультиполи. Хорошо известно, что электрические заряды одного знака отталкиваются с силой, пропорциональной произведению величин этих зарядов и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними. Заряды противоположного знака притягивают друг друга по тому же закону. Если их величины равны q_1 и q_2 , то силу, действующую на заряд q_2 , можно представить в виде

$$\mathbf{F} = Kq_2q_1\mathbf{r}/r^3, \quad (40)$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор точки расположения заряда q_2 относительно заряда q_1 , K — постоянная, которую мы определим позже. Можно сказать, что в окрестности заряда q_1 существует векторное поле, созданное силой, отнесенной к единичному заряду в каждой точке окрестности. Это поле определяется выражением

$$\mathbf{E} = Kq_1\mathbf{r}/r^3 = Kq_1\hat{\mathbf{r}}/r^2$$

Кроме того, $\operatorname{rot} \mathbf{E} = 0$, поэтому \mathbf{E} можно описать с помощью скалярного потенциала

$$V = Kq_1/r,$$

так что

$$\mathbf{E} = -\nabla V,$$

Рассмотрим теперь отрицательный заряд $-q$, находящийся в начале координат, и равный ему положительный заряд, расположенный в близлежащей точке с радиус-вектором \mathbf{a} . Тогда в точке P с радиус-вектором \mathbf{r} ($r \gg a$) потенциал, обусловленный зарядом $-q$, будет равен $-q/r$. В точке P' , радиус-вектор которой $\mathbf{a} + \mathbf{r}$

(т. е. точка P' расположена на том же расстоянии от заряда $+q$, что и точка P от заряда $-q$), потенциал, созданный зарядом $+q$, равен $+q/r$. Но мы хотим найти потенциал в точке P от заряда $+q$. Он равен $+q/r'$, где

$$1/r' = 1/r - \mathbf{a} \cdot \nabla(1/r),$$

так как вектор, направленный от P' к P , есть $-\mathbf{a}$. Следовательно,

$$\begin{aligned} V/K &= -q/r + q[(1/r) - \mathbf{a} \cdot \nabla(1/r)] = \\ &= -q\mathbf{a} \cdot \nabla(1/r) = \\ &= -\mathbf{m} \cdot \nabla(1/r), \end{aligned} \quad (41)$$

где вектор $\mathbf{m} = qa$ представляет собой дипольный момент. Строго говоря, диполь существует лишь когда $q \rightarrow \infty$ и $\mathbf{a} \rightarrow 0$, причем их произведение остается конечным. В этом случае можно считать, что диполь локализован в точке. Несмотря на то что амплитуда вектора \mathbf{a} является бесконечно малой величиной, он указывает направление, которое соответствует оси диполя. Уравнение (41) удобно записать в сферических координатах, ось которых совпадает с осью диполя:

$$V = Kmr^{-2} \cos \theta = Kmr^{-2} P_1(\cos \theta). \quad (42)$$

Рассмотрим теперь диполь с моментом $-\mathbf{m}$, расположенный в начале координат, и диполь с моментом $+\mathbf{m}$, находящийся в точке с радиус-вектором \mathbf{b} , а также точки P и P' с радиус-векторами \mathbf{r} и $\mathbf{r} + \mathbf{b}$ соответственно и пусть $r \gg b$. Потенциал, создаваемый в точке P первым диполем, равен

$$V_1 = K\mathbf{m} \cdot \nabla(1/r).$$

Аналогично второй диполь создает в точке P' потенциал

$$V_2 = -K\mathbf{m} \cdot \nabla(1/r).$$

С другой стороны, потенциал в точке P , обусловленный вторым диполем, равен

$$V_2 = -K\mathbf{m} \cdot [\nabla(1/r) - \mathbf{b} \cdot \nabla \nabla(1/r)].$$

Следовательно, суммарный потенциал в точке P имеет вид

$$V = K\mathbf{b} \cdot \nabla \nabla(1/r) \cdot \mathbf{m}$$

или, согласно (П11),

$$V = K\mathbf{b} \cdot (3r^{-3} \mathbf{r}\mathbf{r} - r^{-3} \mathcal{I}) \cdot \mathbf{m},$$

где \mathcal{I} — единичный тензор, определяемый в (П6). Используя обо-

значения (П5), V можно также представить в виде

$$V = K(3r^{-5} \mathbf{b} \cdot \mathbf{r} \mathbf{r} \cdot \mathbf{m} - r^{-3} \mathbf{b} \cdot \mathbf{m}) \quad (43)$$

$$= K(3r^{-5} \mathbf{r} \mathbf{r} - r^{-3} \mathcal{J}) : (\mathbf{b} \mathbf{m}). \quad (44)$$

Таким образом, диаду $\mathbf{b} \mathbf{m} = \mathbf{b} a q$ можно считать квадрупольным моментом (напомним, что вектор \mathbf{m} был определен как момент диполя). Строго говоря, рассмотренная пара диполей становится квадруполем лишь в случае, когда $\mathbf{b} \rightarrow 0$, а $m \rightarrow \infty$ так, что их произведение остается конечным.

Перейдем теперь к системе сферических полярных координат, начало которой совпадает с положением квадруполя, а ось — с направлением вектора \mathbf{m} . В этой системе точка P будет иметь координаты (r, θ, ϕ) , а направление вектора \mathbf{b} будет задаваться углами θ' и ϕ' . Тогда, используя формулы (П56), (П86), (П88) и (43), мы можем записать

$$\begin{aligned} V &= K m b r^{-3} [3 \cos \theta \{ \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos(\phi - \phi') \} - \cos \theta] = \\ &= K m b r^{-3} [2 \cos \theta' P_2(\cos \theta) + P_2^1(\cos \theta)(A \cos \phi + B \sin \phi)] = \\ &= K m b r^{-3} S_2(\theta, \phi), \end{aligned}$$

где

$$A = \sin \theta' \cos \phi',$$

$$B = \sin \theta' \sin \phi',$$

а S_2 — сферическая гармоника второго порядка, коэффициенты которой зависят от θ' и ϕ' , т. е. угла между векторами \mathbf{m} и \mathbf{b} . Член с $P_2^1(\cos \theta)$ в этом выражении отсутствует, так как мы выбрали ось координат параллельной вектору \mathbf{m} .

Отметим, что выражение (43) симметрично относительно перестановки \mathbf{m} и \mathbf{b} , т. е. обе диады в (44) являются самосопряженными. Физически это означает, что квадруполь представляется системой из четырех зарядов (рис. 7). Их можно рассматривать как два диполя $(1+, 1-)$ и $(2+, 2-)$, смещенные относительно друг друга на величину $\overline{1+2-}$, или как диполи $(1+, 2-)$ и $(2+, 1-)$ с вектором смещения $\overline{1+1-}$.

Если взять два квадруполя, смещенные относительно друг друга на малую величину, то можно по аналогии вывести формулу для

Рис. 7. Четыре заряда, составляющие квадруполь. Их можно рассматривать как два диполя: $(1+, 1-)$, $(2+, 2-)$ или $(1+, 2-)$, $(2+, 1-)$.



октуполя. Она будет содержать сферическую гармонику $S_3(\theta, \phi)$. Так же строятся мультиполи более высокого порядка (см., например, [634]).

НАМАГНИЧЕННОСТЬ. Установлено, что элементарный объем намагниченного вещества создает такое же магнитное поле, как и маленькая катушка, т. е. его структура определяется формулами (35) и (36). Кроме того, если мы возьмем градиент от потенциала диполя (42), то получим поле той же формы. Поэтому элементарному объему намагниченного вещества можно поставить в соответствие диполь с моментом

$$K |\mathbf{m}| = \mu_0 IS/4\pi. \quad (45)$$

Направление вектора \mathbf{m} совпадает с осью небольшой катушки, причем если с точки зрения наблюдателя положительный ток течет в ней по часовой стрелке, то за положительное направление диполя принимается направление от наблюдателя. Величины \mathbf{m} и K можно определить произвольно, но так, чтобы их произведение удовлетворяло (45). По соглашению, принятому МАГА (см. разд. 6.3) в 1973 г. [289],

$$m = IS, \quad (46)$$

$$K = \mu_0/4\pi. \quad (47)$$

Таким образом, каждый элементарный объем намагниченного вещества имеет векторный дипольный магнитный момент \mathbf{m} , который можно выразить в единицах $A \cdot m^2$. Соответствующий ему потенциал имеет вид

$$W = (m/4\pi)r^{-2} \cos \theta = -(1/4\pi)\mathbf{m} \cdot \nabla(1/r). \quad (48)$$

Если элементарный объем магнетика мал, то следует ожидать, что и величина \mathbf{m} будет также мала. На практике отношение магнитного момента к объему является конечным вектором и определяется выражением

$$\mathbf{M} = \partial \mathbf{m} / \partial v. \quad (49)$$

Эту величину называют *намагниченностью*, или *интенсивностью намагничивания* магнетика. Намагниченное вещество ведет себя так, как будто в нем текут круговые элементарные токи, оси которых коллинеарны направлению вектора \mathbf{M} . Ампер постулировал, что намагниченность обусловлена токами, циркулирующими в магнетике. В настоящее время мы знаем, что намагниченность во многом обусловлена несколько иными явлениями, связанными со спином электрона.

Вообразим, что вещество заполнено маленькими катушками, по которым текут токи. Их можно представлять себе как плотно намотанные соленоиды, оси которых параллельны направлению вектора \mathbf{M} . Предположим, что плотность намотки составляет n витков на единицу длины, площадь поперечного сечения равна S , а величина тока равна I . Рассмотрим элемент объема одного из этих соленоидов. Его магнитный момент, (согласно (46)), равен

$$SnIx = M dv = MSx,$$

где x — достаточно малая длина выбранного элемента. Отсюда следует соотношение

$$M = In. \quad (50)$$

Но в соответствии с формулой (26) магнитное поле токов, текущих в бесконечно длинном соленоиде, равно In . Следовательно, добавочное поле \mathbf{M} , введенное в (6), есть просто магнитный момент единицы объема вещества.

Сходство между полями элементарного объема намагниченного вещества и диполя говорит о том, что в магнетизме, как в электростатике, могут существовать мультиполи, начиная с монополя. Хотя имеется теоретическое обоснование существования магнитных монополей [175], в эксперименте они до сих пор не обнаружены [336]. Имеющиеся данные о таких элементарных частицах, как электроны и протоны, свидетельствуют, что фундаментальными «квантами» в электричестве и магнетизме являются соответственно заряд и магнитный диполь. Однако можно говорить о некотором приближении поля магнитного монополя по аналогии с представлением полей мультиполей с помощью суперпозиции полей диполей. Независимо от того, существуют ли они в действительности или нет, магнитные монополи полезно использовать при решении некоторых задач.

Силовые линии. Поле удобно изображать в пространстве с помощью линий, касательные векторы к которым параллельны направлению поля, а плотность пропорциональна его напряженности. Их называют *силовыми линиями* или *линиями поля*.

На основании (48) можно записать выражения для радиальной и поперечной компонент напряженности поля вблизи диполя

$$\begin{aligned} H_r &= -\partial W/\partial r = (2m/4\pi)r^{-3} \cos \theta, \\ H_\theta &= -r^{-1} \partial W/\partial \theta = (m/4\pi)r^{-3} \sin \theta. \end{aligned} \quad (51)$$

Пусть точка P имеет координаты r, θ в полярной системе координат с центром O , совпадающим с диполем, а PQ — касательная

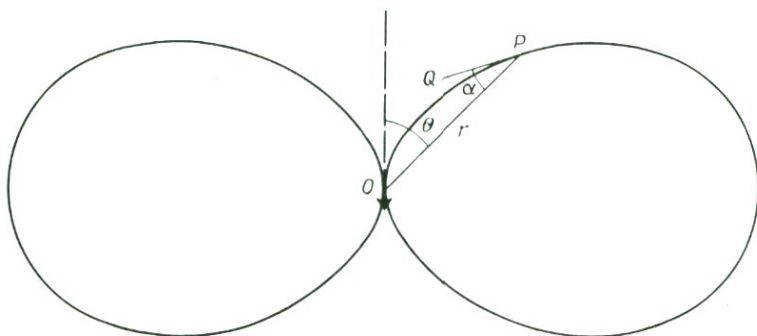


Рис. 8. Силовая линия поля диполя, помещенного в начале координат.

в точке P (рис. 8). Обозначим через α угол OPQ , тогда из (51) следует

$$\operatorname{tg} \alpha = H_\theta / H_r = \frac{1}{2} \operatorname{tg} \theta.$$

Кроме того,

$$\operatorname{tg} \alpha = r \, d\theta/dr.$$

Отсюда следует

$$\begin{aligned} dr/r &= 2 \operatorname{ctg} \theta \, d\theta, \\ \ln (r/R) &= 2 \ln \sin \theta, \\ r/R &= \sin^2 \theta, \end{aligned} \tag{52}$$

где R — расстояние по радиусу, на котором силовая линия пересекает экваториальную плоскость, а $\theta = x/2$. Выражение (52) является уравнением силовой линии дипольного источника.

Мнимые изображения. Идея применения мнимых изображений в оптике хорошо известна: кажется, что свет, отраженный от плоского зеркала, исходит от мнимого источника, находящегося за зеркалом. Так можно объяснить поведение световых лучей непосредственно перед зеркалом. Аналогичные представления полезны и в теории электромагнетизма. Если суммарное поле действительного и мнимого источников удовлетворяет на границе требуемым граничным условиям, то поле со стороны действительного источника можно найти, заменив границу мнимым источником.

Предположим, например, что у нас есть идеальный проводник с плоской границей. Можно показать [см. уравнение (380) в разд. 5.1], что нормальная компонента магнитного поля на границе идеального проводника равна нулю. Рассмотрим теперь расположенные на одинаковом расстоянии (но по разные стороны) от поверх-

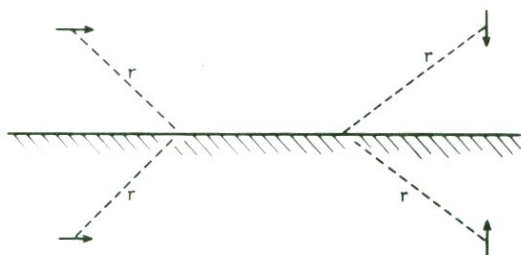


Рис. 9. Диполи и их «изображения» в идеальном проводнике.

ности два диполя с моментами \mathbf{m}_1 и \mathbf{m}_2 , параллельными друг другу и поверхности проводника (рис. 9). В точке на поверхности, расположенной на расстоянии r от каждого диполя, суммарное поле, нормальное к поверхности, равно

$$B_z = (3\mu_0/4\pi r^3)(m_1 \sin \theta \cos \theta - m_2 \sin \theta \cos \theta) \\ = 0 \text{ если } m_1 = m_2.$$

Рассмотрим теперь два диполя, также расположенные по разные стороны от поверхности, но перпендикулярные к ней и антипараллельные друг другу. В этом случае нормальное к поверхности поле равно

$$B_z = (\mu_0/4\pi r^3)(2m_1 \cos^2 \theta - m_1 \sin^2 \theta - 2m_2 \cos^2 \theta + m_2 \sin^2 \theta) \\ = 0 \text{ если } m_1 = m_2.$$

Таким образом, в обоих случаях мнимый диполь является изображением действительного в плоском зеркале. Компоненты действительного и мнимого токов, параллельные поверхности, должны быть антипараллельны между собой; соответственно перпендикулярные к поверхности компоненты должны быть параллельны друг другу.

ПОВЕРХНОСТНЫЕ И ОБЪЕМНЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ МАГНИТНЫХ МОНОПОЛЕЙ. Если в формуле (48) взять градиент по отношению к координатам диполя, то она примет вид

$$U = +(\mu_0/4\pi)\mathbf{m} \cdot \nabla(1/r). \quad (53)$$

Таким образом, потенциал намагниченного тела представляет собой объемный интеграл

$$U = (\mu_0/4\pi) \int \mathbf{M} \cdot \nabla(1/r) dv = (\mu_0/4\pi) \int [\nabla \cdot (\mathbf{M}/r) - r^{-1} \nabla \cdot \mathbf{M}] dv = \\ = (\mu_0/4\pi) \left[\int \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}} r^{-1} dS - \int r^{-1} \nabla \cdot \mathbf{M} dv \right], \quad (54)$$

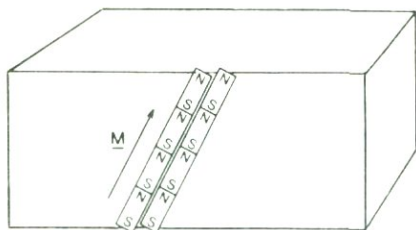


Рис. 10. Эквивалентность однородно намагниченного тела распределению полюсов на поверхности.

где \hat{n} — единичный вектор внешней нормали к поверхности S . [В выкладках (54) использованы формулы (П17) и (П26) из приложения 1.] Если на поверхности, ограничивающей тело, вектор \mathbf{M} терпит разрыв, то интеграл вычисляется только по его объему. Если всюду внутри тела выполняется условие $\text{div}\mathbf{M} = 0$, то потенциал обусловлен лишь поверхностным распределением магнитных монополей с плотностью $\mathbf{M} \cdot \hat{n}$. С другой стороны, скачок можно заменить переходной зоной, в которой \mathbf{M} очень быстро, но с математической точки зрения непрерывно уменьшается до нуля. В этом случае интегрирование можно выполнять вне тела, где $\mathbf{M} = 0$, а потенциал создается объемным распределением монополей с плотностью $-\text{div}\mathbf{M}$.

Физически тело можно представлять себе состоящим из большого количества элементарных прямоугольных блоков, каждый из которых в свою очередь состоит из двух монополей, образующих диполь (рис. 10). Соседние монополи из разных блоков взаимно компенсируются, за исключением тех, которые выходят на поверхность. В результате тело ведет себя как поверхностное распределение монополей. Если внутри тела \mathbf{M} изменяется, то полной компенсации не происходит.

Постоянная и индуцированная намагниченность. Все вещества по их магнитным свойствам можно разделить на три класса: диамагнетики, парамагнетики и ферромагнетики.

Диамагнетизм — это свойство, связанное с возмущением орбит электронов внешним магнитным полем, и, следовательно, им обладают все вещества. Изменение магнитной индукции вызывает в соответствии с (14) появление электрического поля. Оно влияет на орбитальную скорость электронов, а это в свою очередь приводит к изменению магнитного момента атома. Диамагнитное вещество удовлетворяет условию (8), причем k имеет порядок 10^{-5} и отрицательно. Следовательно, происходит лишь слабое намагничивание.

Парамагнетики состоят из молекул с собственными магнитными моментами, обусловленными незаполненностью электронных оболочек, которые ориентируются вдоль внешнего поля. Постоянная k в этом случае порядка 10^{-4} и имеет положительный знак. Таким образом, несмотря на то что все вещества являются диамагнетиками, это свойство у них проявляется, лишь когда магнитная восприимчивость мала.

К третьему, значительно более редкому классу относятся вещества, которые имеют другой тип намагниченности. Их называют ферромагнетиками, так как чаще всего таким свойством обладают вещества, содержащие железо. Необходимо отметить, что это свойство кристаллических решеток, а не атомов или молекул. Оно обнаруживается у переходных элементов (Fe, Co, Ni), а также у редкоземельных элементов. Для этих веществ соотношение (8) не выполняется: их намагниченность зависит не только от действующего внешнего поля, но и от «предыстории» самого вещества. Таким образом, для описания связи между \mathbf{M} и \mathbf{H} необходимо постулировать некоторое начальное условие. Предположим, что сначала вещество не намагничено, а поле отсутствует. Будем также считать, что все последующие изменения происходят при постоянной температуре, поскольку ферромагнетики, как будет показано в разд. 3.1, очень чувствительны к ее колебаниям. Их свойства зависят также от размеров кристаллов. Представим себе, что мы имеем дело с макроскопическим телом, состоящим из большого числа случайно ориентированных кристаллов. При этом тело в целом будет изотропным, хотя отдельные кристаллы могут этим свойством не обладать. Связь между \mathbf{M} и \mathbf{H} показана на рис. 11. Небольшое внешнее поле \mathbf{H} приводит к появлению некоторой намагниченности \mathbf{M} , параллельной внешнему полю. Поначалу ее величина пропорциональна H , но с увеличением H намагниченность растет быстрее, чем по линейному закону. При дальнейшем увеличении H рост M замедляется, и в конце концов достигается состояние, в котором приращение H уже не приводит к увеличению M . Это состояние называют *насыщением*. У большинства магнитных минералов оно наступает при напряженности поля порядка $10^5 - 10^6 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$, однако существуют синтетические сплавы, у которых насыщение наступает уже при величине геомагнитного поля $40 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. Если теперь уменьшать амплитуду поля, то намагниченность не уменьшится до первоначальной величины. И при нулевом значении поля она будет все еще положительной (т. е. направленной как первоначальное поле \mathbf{H}). Таковую намагниченность называют *остаточной*. Состояние остаточной намагниченности свойственно многим при-

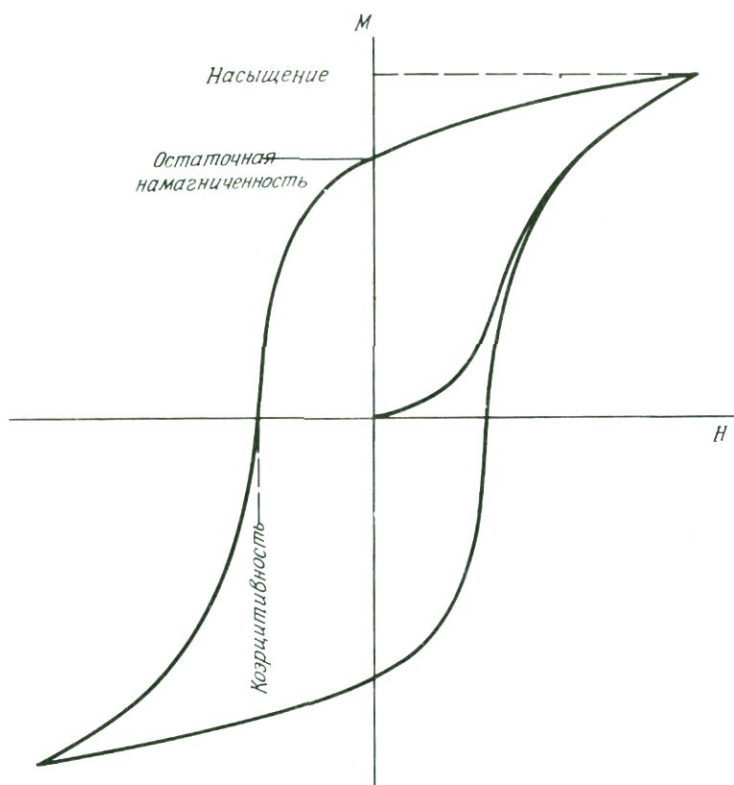


Рис. 11. Петля гистерезиса, показывающая связь между намагниченностью M и напряженностью магнитного поля H для ферромагнетика.

родным минералам, хотя механизмы ее поведения могут быть разными. Таким образом, намагниченность бывает остаточной, не зависящей от внешнего поля и индуцированной, пропорциональной приложенному полю.

Изменив направление внешнего поля на противоположное, можно уменьшить намагниченность до нуля. Соответствующее значение внешнего поля называют *коэрцитивной силой* или *коэрцитивностью* вещества. Остаточную намагниченность иногда называют *постоянной*. Однако это далеко от истины: ее можно разрушить множеством способов, которые будут подробно обсуждаться в разд. 3.1. Отношение остаточной намагниченности к индуцированной в геомагнитном поле называется *соотношением Кенигсберге-*

ра. Оно играет большую роль при интерпретации магнитных данных (см. разд. 3.3).

СФЕРИЧЕСКИЕ МАГНИТЫ. В природе нет вещества, у которого соотношение Кенигсбергера было бы равно нулю или бесконечности. Тем не менее мы рассмотрим поведение некоторых идеальных сфероидальных по форме магнитов, предполагая, что либо остаточная, либо индуцированная намагниченность равна нулю. Этот вопрос подробно рассматривался в работе [365], а соответствующие математические выкладки можно найти в [542]. Мы начнем со сферических магнитов, а затем сделаем обобщение на сфероидальные.

1) *Однородно намагниченная сфера.* Рассмотрим сферу радиуса a , имеющую однородную намагниченность \mathbf{M} (индуцированная намагниченность предполагается равной нулю). Магнитная проницаемость внутри сферы равна μ_0 , а вне ее μ_c . Мы будем использовать сферическую систему координат (r, θ, ϕ) , начало которой совпадает с центром сферы, а ось ориентирована в направлении \mathbf{M} . Так как \mathbf{M} — однородное по Z поле, его можно определить с помощью потенциала

$$V_M = -Mz = -Mr \cos \theta. \quad (55)$$

Следовательно, компоненты \mathbf{M} имеют вид

$$\begin{aligned} M_r &= M \cos \theta, \\ M_\theta &= -M \sin \theta. \end{aligned} \quad (56)$$

Так как в (55) содержится сферическая гармоника только первого порядка ($P_1(\cos\theta)$), стоит попытаться выписать решение уравнения Лапласа с помощью только таких гармоник. Заметим, что внутри сферы $\operatorname{div}\mathbf{M} = 0$ и, следовательно, справедливо уравнение (21), а вне сферы $\operatorname{div}\mathbf{H} = (1/\mu_c)\operatorname{div}\mathbf{B}$. На этом основании в качестве решения уравнения Лапласа можно взять потенциал W . При этом внешний потенциал имеет вид

$$W_o = AP_1(\cos \theta)(a^3/r^2) + BP_1(\cos \theta)r, \quad (57)$$

где A и B — постоянные, которые подлежат определению. Поскольку на бесконечности поле магнита исчезает, B должно быть равно нулю. Аналогично потенциал внутри области должен оставаться конечным при $r = 0$, поэтому его можно записать в виде

$$W_i = CP_1(\cos \theta)r. \quad (58)$$

Для того, чтобы использовать граничные условия, нам необходимо знать тангенциальные компоненты \mathbf{H} и нормальную компо-

ненту поля \mathbf{B} на поверхности магнита ($r = a$). Вне сферы справедливы соотношения

$$H_\theta = -r^{-1} \partial W_0 / \partial \theta = A \sin \theta (a/r)^3, \quad (59)$$

$$H_r = -\partial W_0 / \partial r = 2A \cos \theta (a/r)^3, \quad (60)$$

$$B_r = \mu_e 2A \cos \theta (a/r)^3. \quad (61)$$

Внутри сферы

$$H_\theta = C \sin \theta,$$

$$H_r = -C \cos \theta \quad (62)$$

и, согласно (7) и (56),

$$B_r = \mu_0 \cos \theta (M - C). \quad (63)$$

Приравнявая (59) и (62) при $r = a$, находим

$$A = C, \quad (64)$$

а приравнявая (61) и (63), получаем

$$2\mu_e A \cos \theta = (M - C)\mu_0 \cos \theta. \quad (65)$$

Из (65) и (64) следует

$$A = C = M\mu_0(2\mu_e + \mu_0)^{-1}. \quad (66)$$

Следовательно, потенциал внешнего поля равен

$$W_o = M\mu_0(2\mu_e + \mu_0)^{-1}(a^3/r^2) \cos \theta. \quad (67)$$

Это не что иное, как поле диполя с моментом

$$4\pi a^3 M\mu_0(2\mu_e + \mu_0)^{-1} = Mv3\mu_0(2\mu_e + \mu_0)^{-1}, \quad (68)$$

где v — объем сферы. Таким образом, поле вне однородно намагниченной сферы совпадает с полем диполя, расположенного в ее центре. Отметим, что при $\mu_e = \mu_0$ (и только при этом условии) момент диполя равен произведению M на объем сферы. В этом случае $M = 3C$, и внутри магнита выполняется соотношение

$$(1/\mu_0) |\mathbf{B}| = |\mathbf{H} + \mathbf{M}| = -C + |\mathbf{M}| = (2/3)M.$$

Поле \mathbf{H} , направленное противоположно \mathbf{B} и \mathbf{M} , называют *размагничивающим полем*.

Включение в выражение (57) лишь членов первого порядка ($m = 0$) объясняется тем, что при $M = 0$ коэффициенты A и C равны нулю, поэтому коэффициенты при любых других членах были бы также равны нулю.

2) *Проницаемая сфера в однородном поле.* Пусть магнитная проницаемость внутри сферы равна μ_i . Предположим также, что остаточная намагниченность отсутствует. Тогда потенциал внешнего поля равен

$$W_H = -H_0 z = -H_0 r \cos \theta.$$

Как и в предыдущем случае, мы представим потенциал вне магнита в виде

$$W_o = A \cos \theta (a^3/r^2) + Br \cos \theta. \quad (69)$$

Поле на большом расстоянии от сферы равно внешнему полю H_0 , поэтому

$$B = -H_0.$$

Внутри сферы потенциал равен

$$W_i = Cr \cos \theta.$$

Соответственно поля, необходимые для задания граничных условий, имеют вид
снаружи

$$\begin{aligned} H_\theta &= A \sin \theta (a/r)^3 + B \sin \theta, \\ H_r &= 2A \cos \theta (a/r)^3 - B \cos \theta, \\ B_r &= \mu_e H_r; \end{aligned}$$

внутри

$$\begin{aligned} H_\theta &= C \sin \theta, \\ B_r &= \mu_i H_r = \mu_i (-C \cos \theta). \end{aligned}$$

Приравнивая H_θ и B_r внутри и снаружи при $r = a$, можно записать

$$\begin{aligned} A - H_0 &= C, \\ \mu_e(2A + H) &= -\mu_i C, \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} A &= H_0 \frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e}, \\ C &= -H_0 \frac{3\mu_e}{\mu_i + 2\mu_e}. \end{aligned}$$

Подставляя эти формулы в (69), получаем выражения для потенциала снаружи и внутри сферы:

$$W_o = H_0 \cos \theta \left[\frac{\mu_i - \mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} (a^3/r^2) - r \right],$$

$$W_i = H_0 \frac{3\mu_e}{\mu_i + 2\mu_e} r \cos \theta. \quad (70)$$

Магнитный момент сферы равен $3vH_0(\mu_i - \mu_e)(\mu_i + 2\mu_e)^{-1}$, где v — ее объем.

3) *Сферический экран*. В качестве последнего примера со сферической геометрией рассмотрим задачу о диполе, расположенном в центре сферической оболочки, внешний и внутренний радиусы которой равны соответственно a и b . Магнитная проницаемость оболочки равна μ , а снаружи ее μ_0 . Диполь мы заключим в очень маленькую область, так что потенциал магнитного поля \mathbf{H} при $r \leq b$ (но вне этой области) будет иметь вид

$$W_1 = (Ar^{-2} + Br) \cos \theta,$$

Аналогично при $b \leq r \leq a$

$$W_2 = (Cr^{-2} + Dr) \cos \theta$$

и при $r \geq a$

$$W_3 = Er^{-2} \cos \theta.$$

Приравнивая при $r = b$ значения радиальной компоненты \mathbf{B} , полученные с помощью W_1 и W_2 , получаем

$$2A - Bb^3 = (\mu/\mu_0)(2C - Db^3). \quad (71)$$

Подобным же образом, приравнивая при $r = a$ значения, полученные с помощью W_2 и W_3 , можно записать

$$(\mu/\mu_0)(2C - Da^3) = 2E. \quad (72)$$

Аналогичное приравнивание тангенциальных компонент \mathbf{H} при $r = b$ и $r = a$ дает

$$A + Bb^3 = C + Db^3,$$

$$C + Da^3 = E. \quad (73)$$

В отсутствие проницаемой оболочки внешний потенциал был бы равен $Ar^{-2}\cos\theta$. При ее наличии он составляет $Er^{-2}\cos\theta$. Таким образом, отношение E к A может служить мерой влияния оболочки. Из уравнений (71)—(73) можно исключить коэффициенты B , C и D

и выразить E через A :

$$E[(2 + \mu/\mu_0)(2 + \mu_0/\mu) - 2(b/a)^3(\mu_0/\mu)(1 - \mu/\mu_0)^2] = 9A. \quad (74)$$

Этот результат мы используем в разд. 3.5.

Сфероидальные магниты. Задачи со сфероидами решаются с помощью тех же принципов, что и задача со сферой. Единственное различие состоит в том, что при их решении удобно пользоваться сфероидальными, а не сферическими координатами (см. приложение 2).

1) *Вытянутый сфероид, намагниченный вдоль большой оси.* Мы будем решать задачу в координатах η , ξ , ϕ . Поверхность магнита описывается уравнением $\eta = a$. Расстояние между фокусами равно $2f$, а вектор намагниченности направлен вдоль большой оси, т. е. $\xi = +1$. Решения уравнения Лапласа в этих координатах имеют вид [см. (П107)]

$$[A'P_n^m(\xi) + B'Q_n^m(\xi)][AP_n^m(\eta) + BQ_n^m(\eta)][A'' \cos m\phi + B'' \sin m\phi], \quad (75)$$

Как и в случае сферы, мы считаем, что $n = 1$, $m = 0$. Поэтому коэффициент A'' можно приравнять единице. Потенциал должен быть конечным как вне, так и внутри магнита при $\xi = 1$. Отсюда следует, что $B' = 0$, и, кроме того, можно считать, что $A' = 1$. На большом расстоянии от магнита потенциал должен стремиться к постоянной величине, соответствующей нулевому значению поля. Вспоминая, что $Q_1(\eta) \rightarrow 0$ при $\eta \rightarrow \infty$ [см. (П98)], потенциал вне магнита можно записать в виде

$$W_0 = BfP_1(\xi)Q_1(\eta) = Bf\xi(\eta \operatorname{arcch} \eta - 1). \quad (76)$$

В центре магнита, где $\eta = 1$, потенциал должен быть конечным и, следовательно, для него справедливо представление

$$W_i = AfP_1(\xi)P_1(\eta) = Af\xi\eta = Az. \quad (77)$$

Поскольку вдоль оси Z намагниченность однородна, ее можно выразить формулой

$$\mathbf{M} = -\nabla V_M,$$

где

$$V_M = -Mz = -fM\xi\eta. \quad (78)$$

Для того, чтобы использовать граничные условия, нам необходимо знать поля \mathbf{B} и \mathbf{H} внутри и вне магнита. Для внешней области

$$H_z = (-1/h_1)(\partial W_0/\partial \xi) = (-1/h_1)fBQ_1(\eta), \quad (79)$$

$$B_n = (-\mu_c/h_2)(\partial W_0/\partial \eta) = (-\mu_c/h_2)fB\xi dQ_1/d\eta, \quad (80)$$

а для внутренней

$$H_{\xi} = (-1/h_1)(\partial W_i/\partial \xi) = (-1/h_1)fA\eta, \quad (81)$$

$$B_{\eta} = \mu_0(H_{\eta} + M_{\eta}) = (-\mu_0/h_2)f\xi(A - M). \quad (82)$$

В этих уравнениях h_1 и h_2 — масштабные коэффициенты, которые определяются в (П49). Приравнявая значения тангенциальных компонент поля \mathbf{H} с обеих сторон поверхности магнита и используя формулы (79) и (81), запишем

$$Aa = Q_1(a)B.$$

Аналогичное приравнивание нормальных компонент \mathbf{B} даст

$$B\mu_c\xi Q'_1(a) = (A - M)\mu_0\xi,$$

где $Q'_1 = dQ_1/d\eta$. Исключая A , получаем

$$B = \frac{\mu_0 a M}{\mu_0 Q(a) - \mu_c a Q'_1(a)}, \quad (83)$$

$$A = \frac{\mu_0 M Q_1(a)}{\mu_0 Q_1(a) - \mu_c a Q'_1(a)}. \quad (84)$$

Формулы (83) и (84) можно записать иначе:

$$B = \frac{\mu_0 M a (a^2 - 1)}{a^2(\mu_c - \mu_0) + \mu_0 - (\mu_c - \mu_0)a(a^2 - 1)\operatorname{arccth} a}, \quad (85)$$

$$A = \frac{\mu_0 M (a^2 - 1)(a \operatorname{arccth} a - 1)}{a^2(\mu_c - \mu_0) + \mu_0 - (\mu_c - \mu_0)a(a^2 - 1)\operatorname{arccth} a}. \quad (86)$$

Поля внутри и вне сфероида можно найти, подставив эти выражения в (76) и (77) и вычислив градиент. При этом внешнее поле не будет совпадать с полем диполя, но на больших расстояниях оно будет к нему стремиться. Эффективный момент диполя равен объемному интегралу от \mathbf{M} только в том случае, когда магнитная проницаемость извне и внутри сфероида одинакова.

Если в полученных формулах устремить a к бесконечности, а f — к нулю (но так, чтобы их произведение оставалось конечным), то можно показать, что в пределе они совпадут с соответствующими выражениями для сферы (эллиптичность сфероида при этом станет равной нулю).

2) *Вытянутый сфероид, намагниченный вдоль малой оси.* В этом случае потенциал намагничивания равен

$$V_M = -Mx = -Mf(1 - \xi^2)^{1/2}(\eta^2 - 1)^{1/2} \cos \phi = -MfP'_1(\xi)P'_1(\eta) \cos \phi.$$

[Мы положили в (75) $n = 1$ и $m = 1$]. Снова, как и выше, $B' = 0$ и, если мы будем отсчитывать ϕ от направления намагниченности, $B'' = 0$. Кроме того, из уравнений (П96), (П101) и (П102) следует, что внутри магнита $B = 0$, а снаружи $A = 0$. Введем обозначения: $P(x) = P_1^1(x)$, $P'(x) = (d/dx)P_1^1(x)$, $Q(x) = Q_1^1(x)$ и $Q'(x) = (d/dx)Q_1^1(x)$. С их помощью можно записать потенциал поля \mathbf{H} внутри магнита и вне его:

$$W_i = AfP(\xi)P(\eta) \cos \phi, \quad (87)$$

$$W_o = BfP(\xi)Q(\eta) \cos \phi. \quad (88)$$

Соответственно компоненты векторов поля равны вне магнита

$$H_\xi = -(1/h_1)BfP'(\xi)Q(\eta) \cos \phi,$$

$$B_\eta = -(\mu_c/h_2)BfP(\xi)Q'(\eta) \cos \phi;$$

внутри магнита

$$H_\xi = -(1/h_1)AfP'(\xi)P(\eta) \cos \phi,$$

$$B_\eta = \mu_o(H_\eta + M_\eta) =$$

$$= -(\mu_o/h_2)(A - M)fP(\xi)P'(\eta) \cos \phi.$$

На его поверхности мы имеем $\eta = a (> 1)$, и для того, чтобы удовлетворялись граничные условия для \mathbf{H} , необходимо потребовать

$$BQ(a) = AP(a).$$

Аналогично из граничных условий для \mathbf{B} следует

$$\mu_c BQ'(a) = \mu_o(A - M)P'(a).$$

Решая полученные соотношения относительно A и B , находим

$$A = -\frac{M\mu_o P'(a)Q(a)}{\mu_c P(a)Q'(a) - \mu_o P'(a)Q(a)},$$

$$B = \frac{M\mu_o P'(a)P(a)}{\mu_c P(a)Q'(a) - \mu_o P'(a)Q(a)}. \quad (89)$$

Подставляя (89) в (87) и (88), получаем выражения для поля внутри и вне магнита.

3) *Магнит в форме стрелки.* Если в формуле (85) a устремить к единице, то это будет соответствовать тому, что магнит примет форму очень тонкой стрелки, проходящей через два фокуса. Определим момент

$$m = Mv,$$

где v — объем стрелки. Обозначим через α и β большой и малый радиусы сфероида. Тогда, согласно (П46) и (П47), мы можем записать

$$\begin{aligned} v &= (4\pi/3)\alpha\beta^2 = \\ &= (4\pi/3)(fa)[f(a^2-1)^2]. \end{aligned}$$

Пусть теперь $a \rightarrow 1$, т. е. сфероид принимает форму стрелки. При этом ее намагниченность равна

$$m = Mf^3(4\pi/3)2(a-1).$$

Пусть M возрастает так, что при $a \rightarrow 1$ m остается конечным. Тогда можно показать, что

$$\lim_{a \rightarrow 1} (a^2-1)\operatorname{arcch} a = 0.$$

Следовательно, третий член в знаменателе (85) становится равным нулю, и B принимает вид

$$B = (3/4\pi)(\mu_0/\mu_e)mf^{-3}. \quad (90)$$

Подставляя (90) в (76), мы найдем напряженность магнитного поля \mathbf{H} , а магнитную индукцию \mathbf{B} можно получить, взяв градиент от потенциала

$$U_o = \mu_e W_o = (3\mu_0/4\pi)mf^{-2}\xi Q_1(\eta),$$

который не зависит от магнитной проницаемости вне сфероида.

4) *Вытянутый сфероид в однородном поле, направленном вдоль большой оси.* Рассмотрим вытянутый ненамагниченный сфероид, магнитная проницаемость которого равна μ_i . Пусть в среде с магнитной проницаемостью μ_e существует однородное (в отсутствие сфероида) магнитное поле \mathbf{H}_0 , направленное вдоль его большой оси. Потенциал вне и внутри сфероида должен иметь соответственно вид

$$W_o = f\xi[A\eta + BQ_1(\eta)]$$

и

$$W_i = fC\eta\xi,$$

На большом расстоянии член с коэффициентом B исчезает, а первый член должен описывать однородное поле \mathbf{H}_0 . Следовательно,

$$-\nabla(fA\eta\xi) = -\nabla(Az) = -A\hat{\mathbf{k}} = \mathbf{H}_0$$

и

$$A = -|\mathbf{H}_0|.$$

Дальнейшие вычисления производятся аналогично примеру 1), за исключением того, что в данном случае справедливо соотношение

$$B_{\eta} = \mu_i H_{\eta},$$

а не

$$B_{\eta} = \mu_0 (H_{\eta} + M_{\eta}).$$

Введем для удобства обозначения $Q(x) = Q_1(x)$ и $Q'(x) = (d/dx)Q_1(x)$. Можно показать, что коэффициенты B и C имеют вид

$$\begin{aligned} B &= H_0 \frac{(\mu_i - \mu_e)a}{\mu_i Q(a) - a\mu_e Q'(a)} = \\ &= H_0 \frac{(\mu_i - \mu_e)a(a^2 - 1)}{(\mu_i - \mu_e)(a^2 - 1)(a \operatorname{arccotg} a - 1) + \mu_e}, \end{aligned} \quad (92)$$

$$\begin{aligned} C &= H_0 \frac{aQ'(a) - Q(a)}{(\mu_i/\mu_e)Q(a) - aQ'(a)} = \\ &= -H_0 \frac{\mu_e}{(\mu_i - \mu_e)(a^2 - 1)(\operatorname{arccotg} a - 1) + \mu_e}. \end{aligned} \quad (93)$$

5) *Вытянутый сфероид в однородном поле, направленном вдоль малой оси.* Пусть потенциал приложенного извне поля равен $-H_0 x$. Перейдем [с помощью (П48)] к координатам вытянутого сфероида и запишем асимптотическое значение потенциала на больших расстояниях (при $\eta \rightarrow \infty$):

$$-H_0 f \eta (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} \cos \phi. \quad (94)$$

Нам нужно получить решение, которое стремится к этому выражению при $\eta \rightarrow \infty$. Наличие коэффициента $\cos \phi$ наводит на мысль о том, что $m = 1$ и в решении есть член с $P_1^1(\xi) = (1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}$. Поэтому естественно искать его в виде

$$[A'P_1^1(\xi) + B'Q_1^1(\xi)][AP_1^1(\eta) + BQ_1^1(\eta)] \cos \phi.$$

Снова как внутри, так и вне сфероида $B' = 0$, а коэффициент A' можно положить равным единице. Вне сфероида A и B могут быть ненулевыми, поэтому для внешнего потенциала можно записать выражение

$$W_o = f(1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}} [-H_0(\eta^2 - 1)^{\frac{1}{2}} + BQ_1^1(\eta)] \cos \phi,$$

которое, согласно (П102), стремится к (94) при $\eta \rightarrow \infty$. Внутри сфероида потенциал должен оставаться конечным при $\eta = 1$. С учетом

этого обстоятельства его можно записать в виде

$$W_i = Cf(1 - \xi^2)^{\frac{1}{2}}(\eta^2 - 1)^{\frac{1}{2}} \cos \phi.$$

Продолжая как и ранее, мы полагаем, что на поверхности сфероида $\eta = a$, вычисляем тангенциальную компоненту \mathbf{H} и нормальную компоненту \mathbf{B} , а затем приравняем внешние и внутренние значения на поверхности. Окончательно получаем

$$B = H_0 \frac{(\mu_i - \mu_e)a(a^2 - 1)}{(\mu_i - \mu_e)[a(a^2 - 1) \operatorname{arccth} a - a^2] - 2\mu_e},$$

$$C = H_0 \frac{\mu_e}{\frac{1}{2}(\mu_i - \mu_e)[a(a^2 - 1) \operatorname{arccth} a - a^2] - \mu_e}.$$

б) *Сплюснутый сфероидальный постоянный магнит.* Для решения этой задачи мы перейдем к системе координат сплюснутого сфероида (см. приложение 2). Будем считать, что на поверхности сфероида $\zeta = a$, магнитная проницаемость внутри его равна μ_0 , а снаружи μ_e , и что магнит однородно намагничен вдоль оси Z . Вектор намагниченности можно записать в виде

$$\mathbf{M} = -\nabla(Mz) = -\nabla(Mf\xi\zeta).$$

Это означает, что нам нужно искать решение (П108) при $n = 1$ и $m = 0$. Вне магнита требуется, чтобы при $\zeta \rightarrow \infty$ потенциал стремился к нулю. Используя (П100), находим, что справедлива асимптотика

$$O_1(i\zeta) \rightarrow -\frac{1}{3}\zeta^{-2} \rightarrow 0. \quad (95)$$

Из условия конечности потенциала на оси симметрии ($\xi = \pm 1$) следует, что $B' = 0$ и $A' = 1$. Внутри магнита он должен быть конечным при $\zeta = 0$. Таким образом, значения потенциала снаружи и внутри равны соответственно

$$\begin{aligned} W_o &= BfP_1(\xi)Q_1(i\zeta), \\ W_i &= AfP_1(\xi)P_1(i\zeta). \end{aligned} \quad (96)$$

Используя граничные условия, как в случае вытянутого сфероида, находим, что

$$iA = M \frac{\mu_0(a^2 + 1)(a \operatorname{arccctg} a - 1)}{(\mu_e - \mu_0)[a^2 - a(a^2 + 1) \operatorname{arccctg} a] - \mu_0}, \quad (97)$$

$$B = M \frac{\mu_0 a(a^2 + 1)}{(\mu_e - \mu_0)[a^2 - a(a^2 + 1) \operatorname{arccctg} a] - \mu_0}. \quad (98)$$

Заметим, что эти выражения очень похожи на формулы (85) и (86).

7) *Сплюснутый сфероид в поле, параллельном его оси симметрии.* Вычисления в этом случае почти идентичны проведенным ранее для вытянутого сфероида. Запишем потенциал снаружи и внутри магнита:

$$\begin{aligned} W_o &= f\xi[AP_1(i\xi) + BQ_1(i\xi)], \\ W_i &= fCP_1(i\xi)\xi, \end{aligned}$$

где коэффициент A определяется из условия

$$iA = -H_0,$$

а H_0 — внешнее поле. Тогда можно показать, что коэффициенты вычисляются по формулам

$$B = H_0 \frac{(\mu_i - \mu_e)a(a^2 + 1)}{(\mu_i - \mu_e)(a^2 + 1)(a \operatorname{arccctg} a - 1) - \mu_e}, \quad (99)$$

$$iC = H_0 \frac{\mu_e}{(\mu_i - \mu_e)(a^2 + 1)(a \operatorname{arccctg} a - 1) - \mu_e}, \quad (100)$$

аналогичным (92) и (93).

8) *Сплюснутый сфероид в поле, перпендикулярном его оси симметрии.* В этом случае вычисления почти совпадают с теми, которые были приведены выше в задаче с вытянутым сфероидом. Потенциалы имеют вид

$$\begin{aligned} W_o &= fP_1^1(\xi)[AP_1^1(i\xi) + BQ_1^1(i\xi)] \cos \phi, \\ W_i &= fCP_1^1(\xi)P_1^1(i\xi) \cos \phi. \end{aligned}$$

Внешнее поле H_0 направлено по оси X , следовательно, $iA = -H_0$. Остальные коэффициенты вычисляются по формулам

$$\begin{aligned} B &= H_0 \frac{(\mu_i - \mu_e)a(a^2 + 1)}{(\mu_i - \mu_e)[a(a^2 + 1) \operatorname{arccctg} a - a^2] + 2\mu_e}, \\ iC &= H_0 \frac{-\mu_e}{\frac{1}{2}(\mu_i - \mu_e)[a(a^2 + 1) \operatorname{arccctg} a - a^2] + \mu_e}. \end{aligned} \quad (101)$$

9) *Магнит в форме диска.* Если в выражениях (97) и (98) сделать a очень малым, то магнит станет близок по форме к диску, вектор намагниченности которого перпендикулярен к его плоскости. Тогда уравнение (98) примет вид

$$B = -Ma,$$

Объем сфероида равен

$$v = (4\pi/3)\alpha^2\beta.$$

где $\alpha = f(a^2 + 1)^2$ (большая ось), а $\beta = fa$ (малая ось). Следовательно,

$$v = (4\pi/3)f^3 a(a^2 + 1).$$

Определим момент

$$m = Mv = (4\pi/3)f^3 Ma(a^2 + 1).$$

Потенциал в соответствии с (96) равен

$$\begin{aligned} W_0 &= -m(3/4\pi)f^{-2}P_1(\xi)Q_1(i\zeta) = \\ &= -m(3/4\pi)f^{-2}\xi(\zeta \operatorname{arccctg} \zeta - 1). \end{aligned} \quad (102)$$

Заметим, что он не зависит от магнитной проницаемости магнита. Соответствующий потенциал для магнитного поля \mathbf{B} имеет вид

$$U_o = -\mu_e m(3/4\pi)f^{-2}\xi(\zeta \operatorname{arccctg} \zeta - 1).$$

Коэффициент размагничивания. Отношение величины размагничивающего поля к остаточной намагниченности называют *коэффициентом размагничивания*. Мы рассмотрим только случай, когда $\mu_e = \mu_0$.

Для сферы коэффициент размагничивания N можно получить с помощью (66):

$$N = |\mathbf{H}|/|\mathbf{M}| = C/M = \frac{1}{3}. \quad (103)$$

Вследствие симметрии эта величина не зависит от направления \mathbf{M} .

Для вытянутого сфероида на основании формул (77), (78) и (86) можно вычислить коэффициент размагничивания вдоль большой оси:

$$N_1 = A/M = (a^2 - 1)(a \operatorname{arcth} a - 1).$$

Коэффициент размагничивания вдоль малой оси выводится с помощью формулы (89):

$$N_2 = -P'(a)Q(a)[P(a)Q'(a) - P'(a)Q(a)]^{-1},$$

где

$$P(a) = (a^2 - 1)^{\frac{1}{2}},$$

$$P'(a) = a(a^2 - 1)^{-\frac{1}{2}},$$

$$Q(a) = (a^2 - 1)^{\frac{1}{2}}[\operatorname{arcth} a - a(a^2 - 1)^{-1}],$$

$$Q'(a) = (a^2 - 1)^{-\frac{1}{2}}[a \operatorname{arcth} a + (2 - a^2)(a^2 - 1)^{-1}].$$

Благодаря симметрии этот коэффициент вдоль каждой малой оси остается тем же:

$$N_2 = N_3 = -\frac{1}{2}(a^2 - 1)[a \operatorname{arccth} a - a^2(a^2 - 1)^{-1}].$$

Таким образом,

$$N_1 + N_2 + N_3 = (a^2 - 1)(a \operatorname{arccth} a - 1) - (a^2 - 1)[a \operatorname{arccth} a - a^2(a^2 - 1)^{-1}] = 1.$$

Это общий результат для всех тел в случае, когда «внешняя» магнитная проницаемость равна μ_0 .

Из-за размагничивания эффективная магнитная восприимчивость не совпадает с фактической. Действительно, пусть сфера радиуса a с магнитной проницаемостью μ не имеет остаточной намагниченности и погружена в однородное внешнее поле \mathbf{H}_0 . Предположим также, что магнитная проницаемость вне сферы равна μ_0 . Зная намагниченность сферы, на основании (70) можно записать потенциал вне ее

$$H_0 \frac{\mu - \mu_0}{\mu + 2\mu_0} (a^3/r^2) \cos \theta,$$

который совпадает с потенциалом диполя с моментом

$$(4\pi/3)a^3 H_0 \frac{3(\mu - \mu_0)}{\mu + 2\mu_0}.$$

Следовательно, момент, отнесенный к единице объема, или эффективная намагниченность, вычисляется по формуле

$$M_{\text{eff}} = H_0 \frac{3(\mu - \mu_0)}{\mu + 2\mu_0}.$$

Теперь мы можем определить эффективную магнитную восприимчивость

$$k' = M_{\text{eff}}/H_0 = \frac{3(\mu - \mu_0)}{\mu + 2\mu_0} = \frac{(\mu - \mu_0)/\mu_0}{\frac{1}{3}(\mu - \mu_0)/\mu_0 + 1}.$$

С другой стороны, согласно (10), действительная магнитная восприимчивость внутри сферы равна

$$k = (\mu - \mu_0)/\mu_0.$$

Таким образом, соотношение между k' и k имеет вид

$$k' = k(Nk + 1)^{-1},$$

где N определяется формулой (103). Этот общий результат мы используем в разд. 3.5.

Момент сил, действующий на магнит. Суть представлений Фарадея и Максвелла об электромагнетизме сводится к тому, что заряды, магниты и токи взаимодействуют через посредство полей, которые заполняют пространство. Противоположную концепцию иногда называют «дальнодействием». Понятие поля также не исключает действия на расстоянии, но при этом речь идет не о мгновенном действии. Предполагается, что действие связано с перемещением на данное расстояние. Концепция Фарадея—Максвелла состоит в том, что носителем сил или моментов является электромагнитное поле. Таким образом, если мы хотим исследовать действие момента сил на магнит, нам достаточно изучить конфигурацию полей вокруг него.

Рассмотрим сначала простейший случай — маленькую катушку с током I , помещенную в однородное магнитное поле \mathbf{B} . Сила, действующая на катушку, согласно (5), равна

$$\mathbf{f} = I \oint d\mathbf{s} \times \mathbf{B}.$$

Выберем направления осей координат так, чтобы $\mathbf{B} = B\hat{\mathbf{i}}$, а катушка находилась в плоскости XY . Тогда

$$d\mathbf{s} = R(\hat{\mathbf{j}} \cos \theta - \hat{\mathbf{i}} \sin \theta) d\theta,$$

где R — радиус катушки, а θ — угол между осью X и радиусом-вектором элемента $d\mathbf{s}$. Суммарная сила, действующая на катушку, равна нулю (учитывая, что поле \mathbf{B} однородно), а момент сил равен

$$\mathbf{L} = I \oint \mathbf{r} \times (d\mathbf{s} \times \mathbf{B}),$$

где \mathbf{r} — радиус-вектор точки, принадлежащей $d\mathbf{s}$. Выполнив подстановку и интегрирование, получим

$$\mathbf{L} = \hat{\mathbf{j}} \pi I B R^2 = \hat{\mathbf{j}} m B,$$

где m определяется согласно (46). Рассматривая магнитный момент как вектор (см. с. 34), мы можем записать

$$\mathbf{L} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}. \quad (104)$$

На любой другой источник, который создает такое же внешнее поле, как и катушка с моментом \mathbf{m} , в однородном поле будут действовать такие же сила и момент сил.

Рассмотрим теперь действие момента сил на сферический магнит. Если определить \mathbf{m}_0 формулой

$$\mathbf{m}_0 = (4\pi/3)a^3 \mathbf{M},$$

то, согласно (68) и (109), можно записать

$$\begin{aligned} \mathbf{L} &= \mathbf{m}_0 \times \mathbf{B} 3\mu_0(2\mu_c + \mu_0)^{-1} = \\ &= \mathbf{m}_0 \times \mathbf{H} 3\mu_0\mu_c(2\mu_c + \mu_0)^{-1}. \end{aligned} \quad (105)$$

Такой же подход справедлив и по отношению к сфероидальным магнитам. Хотя поле не везде является дипольным, мы можем рассматривать суперпозицию поля магнита и однородного поля на любой поверхности, окружающей магнит. Если эту поверхность удалять от магнита, то поле на ней может стать сколь угодно близким к дипольному. Особый интерес представляют случаи магнитов в форме стрелки и диска.

Подстановка (90) в (76) дает

$$W_o = (3/4\pi)(\mu_0/\mu_c)m_0f^{-2}\xi(\eta \operatorname{arccth} \eta - 1),$$

где $m_0 = Mv$. Когда η становится большим, W_o стремится к выражению

$$(3/4\pi)(\mu_0/\mu_c)m_0f^{-2}(\xi/3\eta^2),$$

которое можно записать (при больших η) с помощью (П47) и (П45) в сферических координатах

$$W_o = (1/4\pi)(\mu_0/\mu_c)m_0r^{-2} \cos \theta. \quad (106)$$

Это потенциал диполя с магнитным моментом

$$(\mu_0/\mu_c)m_0.$$

Таким образом, в однородном поле с индукцией \mathbf{B} момент сил равен

$$\mathbf{L} = (\mu_0/\mu_c)\mathbf{m}_0 \times \mathbf{B} = \mu_c\mathbf{m}_0 \times \mathbf{H}. \quad (107)$$

Следовательно, момент сил, действующий на магнитную стрелку, зависит от напряженности однородного поля \mathbf{H} (независимо от магнитной проницаемости внешней среды). Этот факт был экспериментально подтвержден Уитворсом и Стоупс-Роем [623].

В случае магнитного диска мы полагаем в выражении (102) величину ζ большой. Используя (95) и снова записывая

$$\mathbf{m}_0 = Mv,$$

получаем, согласно (П53) и (П54),

$$W_o = (1/4\pi)m_0r^{-2} \cos \theta.$$

Следовательно, момент сил равен

$$\mathbf{L} = \mathbf{m}_0 \times \mathbf{B} = \mu_c\mathbf{m}_0 \times \mathbf{H}.$$

Таким образом, в этом случае независимо от магнитной проницаемости внешней среды момент сил зависит от величины и направления однородного магнитного поля \mathbf{B} .

Полученные результаты можно сформулировать следующим образом. Поле \mathbf{B} , связанное с магнитной стрелкой, не зависит от магнитной восприимчивости окружающей среды, а момент сил, действующий на нее в однородном поле, зависит от напряженности магнитного поля \mathbf{H} . Создаваемая магнитным диском (или системой электрических токов) напряженность поля \mathbf{H} не зависит от магнитной восприимчивости окружающей среды, а действующий на него (или на них) момент сил зависит от магнитного поля \mathbf{B} . Вообще для сфероидального магнита как \mathbf{B} так и \mathbf{H} зависят от магнитной проницаемости окружающей среды, а момент сил определяется некоторой их комбинацией (в зависимости от формы магнита). Например, для сферических магнитов выражение для момента сил имеет вид [см. (105)]

$$\mathbf{L} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} 3\mu_0 |\mathbf{B}| (2|\mathbf{B}| + \mu_0 |\mathbf{H}|)^{-1}.$$

Плотность магнитной энергии. Если в некотором объеме пространства есть магнитное поле, то можно говорить об энергии поля, приходящейся на единицу объема. Чтобы его найти, умножим (скалярно) (13) на \mathbf{E} , а (14) — на \mathbf{H} и вычтем одно уравнение из другого:

$$\mathbf{E} \cdot \text{rot } \mathbf{H} - \mathbf{H} \cdot \text{rot } \mathbf{E} = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{E} \cdot (\partial \mathbf{D} / \partial t) + \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t).$$

Используя (П19), записываем

$$-\mathbf{E} \cdot (\partial \mathbf{D} / \partial t) - \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) = \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} + \text{div} (\mathbf{E} \times \mathbf{H}).$$

Интегрируя это соотношение по объему и применяя теорему Гаусса (П26), получаем

$$-\int [\mathbf{E} \cdot (\partial \mathbf{D} / \partial t) + \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t)] dv = \int \mathbf{J} \cdot \mathbf{E} dv + \int \mathbf{E} \times \mathbf{H} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS,$$

где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор внешней нормали к поверхности, ограничивающей объем. Первый член в правой части представляет собой скорость диссипации энергии при джоулевом нагревании, а второй член — поверхностный интеграл от вектора Пойнтинга — скорость убывания энергии в результате излучения из рассматриваемого объема. Следовательно, левая часть в целом имеет смысл скорости убывания энергии, а член

$$\mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) = \partial W / \partial t$$

есть скорость возрастания энергии в единице объема.

Рассмотрим два случая. Пусть имеется линейная среда, в которой

$$\mathbf{B} = \mu \mathbf{H}.$$

Тогда

$$\partial W / \partial t = \mu \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{H} / \partial t).$$

Следовательно,

$$W = \frac{1}{2} \mu \mathbf{H}^2 = \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}.$$

Рассмотрим теперь эллипсоидальное тело, однородно намагниченное в плоскости XZ под углом θ к главной оси, за которую мы примем ось Z . В этом случае скалярные компоненты \mathbf{H} имеют вид

$$H_Z = -N_Z M \cos \theta,$$

$$H_X = -N_X M \sin \theta,$$

где N_Z , N_X — соответствующие коэффициенты размагничивания. Согласно (7), компоненты \mathbf{B} равны

$$B_Z = \mu_0 (1 - N_Z) M \cos \theta,$$

$$B_X = \mu_0 (1 - N_X) M \sin \theta.$$

Теперь можно найти скорость возрастания плотности магнитной энергии

$$\begin{aligned} \partial W / \partial t &= \mathbf{H} \cdot (\partial \mathbf{B} / \partial t) = H_X (\partial B_X / \partial t) + H_Z (\partial B_Z / \partial t) = \\ &= -\mu_0 [N_X (1 - N_X) \sin^2 \theta + N_Z (1 - N_Z) \cos^2 \theta] \frac{1}{2} \partial M^2 / \partial t, \end{aligned}$$

откуда

$$\begin{aligned} W &= -\frac{1}{2} \mu_0 [N_X (1 - N_X) \sin^2 \theta + N_Z (1 - N_Z) \cos^2 \theta] M^2 = \\ &= \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}. \end{aligned}$$

Таким образом, в достаточно общем случае мы можем считать величину $\frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$ плотностью магнитной энергии.

Энергия диполя в магнитном поле. Потенциальная энергия, которую имеет магнитный диполь, помещенный в магнитное поле, зависит от его ориентации. Рассмотрим петлю с током или магнитный диск с моментом \mathbf{m} в магнитном поле \mathbf{B} . Согласно (104), момент сил, действующий на петлю, равен

$$\mathbf{L} = \mathbf{m} \times \mathbf{B},$$

$$L = mB \sin \theta,$$

где θ — угол между осью диполя и направлением \mathbf{B} . Чтобы повернуть петлю относительно оси, параллельной \mathbf{L} , на угол $d\theta$, необходимо затратить энергию $Ld\theta$, которая пойдет на увеличение потенциальной энергии диполя W . Следовательно,

$$W = \int_{\pi/2}^{\pi} mB \sin \theta \, d\theta.$$

Так как потенциальная энергия случайного распределения диполей должна быть равна нулю, в качестве нижнего предела интегрирования взят угол $\pi/2$. Выполняя интегрирование, получаем

$$W = -mB \cos \theta = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{B}.$$

Потенциальная энергия намагниченной стрелки выражается аналогичной формулой

$$W = -\mu_0 \mathbf{m} \cdot \mathbf{H}. \quad (108)$$

Магнитное напряжение. Напряжение в упругом теле описывается тензором напряжения \mathcal{P} . Сила, действующая на элемент площади dS в направлении единичной нормали к нему ($\hat{\mathbf{n}}$), выражается вектором $\mathcal{P} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS$.

Рассмотрим прямоугольный параллелепипед, имеющий размеры dx , dy , dz . Натяжение (сила, приходящаяся на единицу площади), которое он испытывает со стороны вещества извне, можно представить с помощью тензора напряжения. Сила, действующая на грань, имеющую площадь $dydz$ и направление внешней нормали $-\hat{\mathbf{i}}$, равна

$$\mathcal{P} \cdot (-\hat{\mathbf{i}}) \, dy \, dz.$$

Этот вектор не обязательно параллелен вектору $\hat{\mathbf{i}}$. На противоположную грань действует сила

$$[\mathcal{P} + (\partial \mathcal{P} / \partial x) \, dx] \cdot \hat{\mathbf{i}} \, dy \, dz.$$

Проведя аналогичные рассуждения для всех шести граней и просуммировав полученные выражения, можно показать, что суммарная сила, действующая на единицу объема параллелепипеда, равна $\nabla \cdot \mathcal{P}$.

Одноосное натяжение T вдоль оси X можно записать в виде

$$\mathcal{P} = T \hat{\mathbf{i}} \hat{\mathbf{i}},$$

а гидростатическому давлению P соответствует тензор

$$\mathcal{P} = -P(\hat{\mathbf{i}} \hat{\mathbf{i}} + \hat{\mathbf{j}} \hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}} \hat{\mathbf{k}}) = -P\mathcal{I},$$

Для приложения такого подхода к магнитному полю умножим (13) векторно на \mathbf{V} и рассмотрим стационарное состояние (изменение членов уравнения во времени означает перенос электромагнитного импульса):

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{V} = \mathbf{J} \times \mathbf{V}.$$

Правая часть этого равенства, согласно (12), представляет собой силу на единицу объема \mathbf{F} . Мы теперь можем определить тензор магнитного напряжения с помощью диадного произведения

$$\mathcal{S} = \mathbf{V}\mathbf{H} - \frac{1}{2}\mathcal{I}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}.$$

Следовательно, согласно (15) и (П22), получаем

$$\begin{aligned} \nabla : \mathcal{S} &= \mathbf{H}\nabla : \mathbf{V} + \mathbf{V} : \nabla\mathbf{H} - \frac{1}{2}\nabla(\mathbf{V} : \mathbf{H}) \\ &= \mathbf{V} \cdot \nabla\mathbf{H} - \frac{1}{2}[\mathbf{V} \cdot \nabla\mathbf{H} + \mathbf{H} \cdot \nabla\mathbf{V} + \mathbf{V} \times \operatorname{rot} \mathbf{H} + \mathbf{H} \times \operatorname{rot} \mathbf{V}]. \end{aligned}$$

Ограничимся теперь однородной средой, в которой $\mathbf{V} = \mu\mathbf{H}$, так что $\mathbf{V} \cdot \nabla\mathbf{H} = \mathbf{H} \cdot \nabla\mathbf{V}$. В этом случае \mathcal{S} является симметричной диадой и

$$\nabla : \mathcal{S} = \operatorname{rot} \mathbf{H} \times \mathbf{V} = \mathbf{F}.$$

Ориентируя оси координат так, чтобы орт $\hat{\mathbf{i}}$ был параллелен векторам \mathbf{V} и \mathbf{H} , мы можем записать \mathcal{S} в форме (П3)

$$\mathcal{S} = (V_x H_x - \frac{1}{2}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H})\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} - \frac{1}{2}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}(\hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}) = \frac{1}{2}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} - \frac{1}{2}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}(\hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}).$$

Правая часть этой формулы представляет собой сумму одноосного натяжения вдоль направления поля ($\frac{1}{2}\mathbf{V} : \mathbf{H}$) с равным ему по величине давлением, перпендикулярным полю. Тензор магнитного напряжения можно также представить в виде

$$\mathcal{S} = -\frac{1}{2}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}(\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} + \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}) + \mathbf{V} \cdot \mathbf{H}\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}}.$$

Здесь первый член соответствует гидростатическому давлению $\frac{1}{2}\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}$, а второй — одноосному натяжению $\mathbf{V} \cdot \mathbf{H}$.

Приведенные выше соображения являются основой для представления силовых линий магнитного поля в виде натянутых упругих нитей.

1.4. КАТЕГОРИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ

Геомагнитное поле сложным образом зависит от пространственных координат и времени. Измерения поля всегда выполняются с определенной целью, чтобы изучить некоторый конкретный аспект пространственных или временных вариаций. В соответствии с

масштабами длины и времени измерения поля можно разделить на восемь категорий.

1. *Магнитные обсерватории.* В магнитной обсерватории производится непрерывная регистрация трех компонент магнитного поля. Разрешение по времени составляет примерно 1 мин, хотя многие обсерватории оборудованы быстроходными самописцами, временная разрешающая способность которых составляет несколько секунд. Регистрация данных осуществляется по мировому времени. Интенсивность поля измеряется протонным магнитометром или непосредственно, или с помощью калибровочных инструментов. Обсерватории дают наиболее точную информацию о вековых вариациях, а также большую часть данных о вариациях с периодами от десятков лет до нескольких минут. Более подробно эти вопросы обсуждаются в разд. 1.6.

2. *Региональная съемка.* При региональной съемке на сети точек с помощью «абсолютных» или калиброванных на магнитной обсерватории инструментов производится по меньшей мере одноразовое измерение трех компонент поля. Такая сеть может охватывать одну или несколько стран. Задачей региональной съемки является возможно более точное определение главного поля на суше. На океанах необходимо использовать другие измерительные средства. В результаты съемки вносится поправка за временные вариации по ближайшей обсерватории или за суточные вариации на данной широте. При этом точность измерений составляет около 10 нТл. Однако ее трудно достичь при введении поправок за временные вариации и еще труднее — при разделении главного и локального полей. Пункты, в которых производится регистрация поля, на континентах расположены очень неравномерно. В Западной Европе, Японии и отдельных частях Австралии и Северной Америки на каждый элемент площади размерами $5 \times 5^\circ$ приходится в среднем 800 пунктов, в большей части Южной Америки и остальных районах Северной Америки — 400, а на большей части территории Африки и Южной Азии — менее 100 [47].

В настоящее время наметилась тенденция проводить региональные съемки на двух уровнях. Поскольку обсерваторий мало, данные о вековых вариациях необходимо получать с помощью повторения измерений в тех же точках через несколько лет. Первый уровень включает в себя сети станций (их иногда называют «первоочередными»), которые используются каждые 5 или 10 лет. Для внесения поправок за временные вариации применяют по возможности переносные регистраторы. Точки выбираются так, чтобы их можно было бы без помех использовать повторно. Часто удобными

местами для этого оказываются кромки летных полей. Вторым уровнем является сеть из значительно большего числа станций, в которых наблюдения выполняются с меньшей точностью. Чем больше таких станций, тем легче найти среднюю величину локального поля [456].

3. *Локальные съемки.* Они обычно проводятся на ограниченной территории при поисках ценных минералов. При этом измеряется лишь одна компонента поля. Как точность регистрации данных, так и расстояния между станциями существенно изменяются в зависимости от задачи проводимой съемки. При поиске железных руд может быть достаточной точность порядка 50 нТл при дистанции между станциями всего лишь в 5 м. В то же время при аэросъемке с целью выявления глубоко залегающих структур, благоприятных для образования нефтяных залежей, достигнутая точность измерений составляет 0,1 нТл при расстоянии между профилями 1—2 км.

Измерения можно проводить на поверхности Земли с помощью кораблей или самолетов. Обычно самой предпочтительной является аэромагнитная съемка. Поскольку при этом регистрируются лишь относительные величины, нет необходимости в калибровке инструментов по магнитным стандартам. Если требуется провести высокоточную съемку, на борту работает регистратор для внесения поправок за временные вариации во время измерений.

При магнитной съемке небольшой территории суши обычно измеряется вертикальная компонента поля. В большинстве морских или аэросъемок используют протонный прецессионный магнитометр, с помощью которого измеряют напряженность полного поля. Морские магнитные съемки на океане дали результаты, очень важные для тектоники плит, хотя при этом применялся тот же метод, что и в разведочной геофизике.

4. *Векторные измерения при морской и аэромагнитной съемке.* Измерения компонент поля на море проводились (правда, редко) еще с давних времен. К 1700 г. накопилось уже достаточное количество данных измерений склонения на акватории Атлантического океана, и по ним Галлей построил карты изогон. Немагнитное судно «Карнеги» проводило съемку на океанах с 1909 до 1929 г. с помощью обычной аппаратуры, переделанной для ее использования на море [311]. В 1929 г. «Карнеги» сгорело, и лишь в 1950 г. эти исследования возобновились на советской немагнитной шхуне «Заря».

Вскоре после этого стали практиковаться измерения полного вектора поля при аэромагнитной съемке, и в рамках проекта «Магнит» все океаны и многие плохо изученные участки суши были охвачены такими измерениями. Три компоненты поля измеряются

феррозондовыми датчиками по курсу самолета, поэтому многое зависит от точности навигации. Одна из трудностей состоит в определении вертикали при различных ускорениях самолета. С помощью усреднения по промежутку времени в несколько минут достигается точность порядка нескольких десятков нТл. Усреднение уменьшает пространственное разрешение, но помогает отфильтровать локальное поле из главного, а определение последнего и является целью съемки.

5. *Измерения с помощью спутников и космических зондов.* Часто такая съемка проводится с целью решения специальных задач, например, определения магнитосферных полей. Иногда она выполнялась для измерения главного поля [в частности, с помощью ПОГО (Полярной орбитальной геофизической обсерватории)]. Для покрытия съемкой всей поверхности Земли требуется, чтобы орбита имела большой наклон к экватору, т. е. была околополярной. С помощью спутника МАГСАТ (MAGSAT : MAGnetic SATellite) проводилось изучение как главного поля, так и различных составляющих локального поля. Он был запущен в октябре 1979 г. на «синхронизированную с Солнцем» орбиту (при этом прецессия, вызванная сжатием Земли, равна скорости ее вращения, поэтому орбита спутника остается близкой плоскости эклиптики) и сгорел в атмосфере в июне 1980 г. Угол наклона орбиты составлял 83° , а ее высота в перигее и апогее была равна соответственно 325 и 550 км. Параметры орбиты позволяли регистрировать длиннопериодную часть локального поля, а также главное поле.

6. *Палеомагнитные измерения.* Определение остаточной намагниченности горных пород, а также предметов древней культуры можно рассматривать как измерение поля в большом масштабе времени. При этом направление поля определяется с точностью нескольких градусов, а его величина измеряется с ошибкой порядка 20% (при временных интервалах более 500 млн. лет точность уменьшается). Таким образом, с одной стороны, Земля является «точкой отсчета» при измерении поля, а с другой, по поведению поля можно судить об особенностях изменения состояния самой Земли.

7. *Регистраторы пульсаций и «шума».* Помимо магнитных обсерваторий, существуют станции, на которых регистрируются только достаточно быстрые флуктуации поля (с периодами порядка нескольких десятков секунд и меньше). На высоких частотах в диапазоне звуковых частот происходит много интересных явлений, таких, как свистящие атмосферерики, резонансы Шумана, утренние хоры и др. Их можно обнаружить с помощью феррозондовых датчи-

ков, магнитометров, в которых используется эффект Зеемана, индукционных катушек, а иногда просто звукоусилителей и длинной антенны.

8. *Площадные магнитовариационные исследования.* Такие исследования проводятся с помощью сети временных магнитных обсерваторий, в которых непрерывно регистрируются три элемента поля в течение месяца или более продолжительного периода. Расстояния между точками наблюдения составляют обычно от десятков до 100 км. При длительности наблюдений в несколько дней достигается относительная точность измерений порядка нескольких нТл, однако полученные результаты обычно не соотносят со стандартным магнитным полем. Целью такой съемки является измерение индуцированного поля вблизи аномалий электропроводности. Иногда аналогичные исследования используют для выявления некоторых особенностей внешнего поля, например поля авроральной электроструи. В этих целях часто применяют феррозондовые датчики, но в последнее время предпочтение отдают магнитометрам системы Гафа—Рейцеля (с подвесным магнитом).

1.5. МАГНИТНЫЕ ПРИБОРЫ

Можно выделить три поколения магнитных приборов. В первом поколении применялись постоянные магниты или индукционные катушки, а остальная часть прибора была механической. Затем стали использовать материалы с высокой магнитной проницаемостью, а также элементарные частицы. Кроме того, благодаря применению электрических схем повысилась надежность приборов. К настоящему времени уже появилось третье поколение, в котором используются квантовомеханические эффекты при низких температурах. Мы начнем с рассмотрения приборов первого поколения.

По-видимому, имеет смысл сначала перечислить свойства постоянных магнитов. У всех магнитов есть три недостатка. 1) Их магнитный момент почти всегда чувствителен к изменениям температуры: с ее уменьшением момент возрастает. Поэтому во многих магнитометрах (особенно тех, которые используются при локальных съемках) этот нежелательный эффект каким-либо способом компенсируется, однако результат редко бывает идеальным. Обычно температурный коэффициент магнита составляет 0,01% на 1 °С. 2) Магнитная ось симметричного магнита редко совпадает с его геометрической осью симметрии. Разница обычно достигает нескольких десятков дуговых минут. Ее можно определить эмпирически и учитывать при снятии показаний. 3) Обычно намагниченность маг-

нитов с течением времени уменьшается. Это довольно медленный процесс, и ежегодная стандартизация магнитов позволяет вносить необходимые поправки. Механическое сотрясение также приводит к размагничиванию магнита.

Компас со стрелкой и кольцо наклона. Самым старым магнитным прибором является компас. Это просто маленький вытянутый постоянный магнит, свободно вращающийся вокруг вертикальной оси. Он находится в состоянии равновесия, когда стрелка «смотрит» вдоль магнитного меридиана, так что один ее конец указывает направление на магнитный север, а другой — на магнитный юг. Компас до сих пор является самым простым и полезным инструментом для определения направлений во всех районах мира (за исключением полярных областей). Между стрелкой компаса и осевым стержнем существует некоторое трение. Если вращающий момент магнитного поля уравнивается трением покоя, то стрелка останется неподвижной. Поэтому для достижения высокой точности трение необходимо по возможности уменьшить. Иногда с этой целью компас помещают в спирт. При использовании очень тонкого осевого стержня может возникать момент сил, стремящихся наклонить стрелку, поэтому ее необходимо уравнивать. Разность между показанием компаса и направлением на географический север определяет склонение в данной точке. На этом принципе «работает» теодолитный компас, с помощью которого склонение можно измерять с точностью до $2'$.

Если стрелка компаса может вращаться и в вертикальной плоскости, то в равновесном состоянии она указывает направление, отличное от горизонтального. В случае, когда вертикальная плоскость совпадает с магнитным меридианом, подвешенная стрелка указывает направление поля, повернувшись вокруг центра масс. На этом принципе основано измерение наклона с помощью «кольца наклона». Для повышения точности его работы необходимо вносить поправки за магнитную и геометрическую асимметрию. Это достигается путем переворачивания стрелки на другую сторону, а также перестановкой «северного» и «южного» концов. Однако даже в лучшем случае «кольцо наклона» не может обеспечить точность, необходимую при проведении региональной съемки. После 1930 г. его стал вытеснять индукционный инклинометр.

Индукционный инклинометр. Он представляет собой электрогенератор, который приводится в действие внешним полем. Инклинометр этого типа состоит из круговой катушки, которая может вращаться вокруг своего диаметра. Катушка электрически соединена с

гальванометром с помощью коммутатора, имеющего две обмотки. Когда ось, на которой вращается катушка, параллельна полю, электродвижущая сила в цепи не возникает и гальванометр показывает отсутствие тока. Фазы коммутатора подобраны так, что, когда ось вращения находится в меридиональной плоскости, но не параллельна магнитному полю, генерируется постоянный ток. Когда ось точно указывает наклонение, но находится в плоскости, несколько отличающейся от магнитного меридиана, в цепи возникает переменный ток. Гальванометр не чувствителен к переменному току, поэтому необходимо лишь приблизительно установить ось вращения в плоскости магнитного меридиана. После того как найдено «нулевое» положение, угол между осью вращения и горизонталью и будет искомым наклонением. Поправки за асимметрию катушки осуществляются с помощью ее вращения в обоих направлениях, а также вращения всего прибора вокруг вертикальной оси (при этом вертикаль определяется установкой основания инклинометра, как и теодолита, в горизонтальном положении). Приняв указанные выше меры предосторожности, при измерении угла наклонения можно достичь точности порядка $0,05'$.

Эту систему можно применять также для определения направления поля, а с использованием катушек Гельмгольца — и его величины. Так работает полевой магнитометр Соккиша.

ДЕКЛИНОМЕТР. В принципе этот прибор похож на компас со стрелкой, за исключением того, что в данном случае трение на оси отсутствует. Это связано с тем, что магнит подвешен на тонкой нити, обычно из кварца или фосфористой бронзы. В подвешенном состоянии на него действуют моменты сил относительно вертикальной оси: один из них обусловлен вертикальной компонентой магнитного момента $\mu_0 \mathbf{m} \times \mathbf{H} = \mathbf{m} \times \mathbf{B}$, а второй — закручиванием нити. Магнитный момент равен $mH \sin \theta$, где H — горизонтальная компонента поля, а θ — угол между осью намагниченности магнита и магнитным севером. Легко убедиться, что закручиванием нити можно пренебречь. Очевидно, в случае, когда направление оси намагниченности магнита совпадает с направлением на магнитный север, $\theta = 0$. К магниту прикреплено зеркало, нормаль к которому приблизительно совпадает с геометрической осью магнита. Прибор вращают до тех пор, пока перекрестие в окуляре зрительной трубы, соединенной с прибором, не совместится с его изображением. В этот момент оптическая ось трубы будет параллельна нормали к зеркалу, а направление на магнитный север будет составлять с ней небольшой неизвестный угол, зависящий от угла между осью намагниченности и нормалью к зерка-

лу. Затем зрительную трубу поворачивают вокруг горизонтальной оси симметрии на 180° , и она снова становится соосной с зеркалом. Направление на магнитный север опять составляет некоторый угол (такой же по величине, но противоположный по знаку) с нормалью к зеркалу. Следовательно, если зрительную трубу установить «посредине» между этими двумя направлениями, ее ось будет указывать на магнитный север. Для определения склонения необходимо навести эту трубу (но без магнита) на контрольную точку, истинный азимут которой известен. Разность азимутов можно определить по градуированному горизонтальному кругу.

ИЗМЕРЕНИЕ НАПРЯЖЕННОСТИ ПОЛЯ. Первые попытки измерения напряженности поля были основаны на определении периода колебаний наклоненной магнитной стрелки. Предположим, что магнит с моментом m , укрепленный на оси в центре масс, может качаться в плоскости магнитного меридиана. Если он не направлен по магнитному полю, то возникнет момент сил $(\mu_0/\mu)mB\sin\theta$ [если считать, что магнит имеет форму стрелки (см. уравнение (107)], где θ — угол между осью намагниченности магнита и направлением поля. Если A — момент инерции магнита, то при малой величине угла θ

$$A \, d^2\theta/dt^2 = -mB(\mu_0/\mu)\theta. \quad (109)$$

Решения уравнения (109) имеют вид

$$\theta = \theta_0 \sin \omega t,$$

где $\omega = (mB\mu_0/\mu A)^{1/2}$. Таким образом, период колебаний магнита равен

$$T = 2\pi/\omega = 2\pi(\mu A/mB\mu_0)^{1/2}. \quad (110)$$

На практике трение на оси магнита вносит в (109) демпфирующий член. Это приводит не только к изменению периода колебаний, но и в конечном счете к их прекращению. Необходимо также знать момент инерции и магнитный момент магнита. В начале XIX в. Гельмгольц использовал этот метод для определения относительных значений напряженности поля.

Позднее Гельмгольц его усовершенствовал. Вместо измерения полной величины поля \mathbf{B} он попытался измерить только горизонтальную компоненту. В его конструкции магнит качается в горизонтальной плоскости и, как в деклинометре, удерживается нитью. Тем самым трение на оси заменяется очень небольшим закручиванием нити, и момент кручения складывается с возвращающим маг-

нитным моментом. Поэтому требуется вносить в результат лишь незначительную поправку. В этом случае можно наблюдать большое число колебаний (более 100), что дает возможность вычислять период с большей точностью.

Метод колебаний и отклонений (абсолютный метод Гаусса). Значительный шаг вперед был сделан Гауссом, который предложил способ измерять момент m . При этом период колебаний также вычисляется по формуле (110), но вместо полного поля \mathbf{B} в нее подставляется горизонтальная составляющая B_H (т. е. $(B_X^2 + B_Y^2)^{1/2}$). После того как период определен, магнит удаляют и используют для отклонения другого подвешенного на нити магнита в сторону от магнитного севера (в горизонтальной плоскости). Предположим, что магнитная стрелка находится на расстоянии r к востоку от подвешенного на нити магнита и отклоняет последний на угол ϕ от магнитного севера. Тогда на магнит действуют два равных момента сил

$$(\mu_0/\mu)m'B_H \sin \phi \quad \text{и} \quad (\mu_0/\mu)m'B_M \cos \phi,$$

где B_M — поле магнита, определяемое формулой

$$B_M = (\mu_0/4\pi)2mr^{-3}.$$

Таким образом,

$$\mu_0(m/B_H) = 2\pi r^3 \operatorname{tg} \phi.$$

Из этого уравнения, а также уравнения (110) можно найти как m , так и B_H . Момент инерции магнита (A) можно вычислить, если прикрепить к нему немагнитный цилиндр с известным моментом инерции и наблюдать период колебаний, учитывая соотношение

$$B_H^2 = 2\pi\mu A(r^3 T^2 \operatorname{tg} \phi)^{-1}. \quad (111)$$

Отметим, что магнитная проницаемость окружающей среды должна быть известна. Для воздуха ее можно считать равной μ_0 — магнитной проницаемости вакуума. По историческим причинам описанный подход называют «абсолютным» методом определения напряженности магнитного поля (в противоположность относительному методу Гумбольдта). Иногда говорят, что магнитное поле определяется по этому методу с помощью измерения только длины, массы и времени, т. е. без привлечения электрических или магнитных единиц. Действительно, если использовать только электромагнитные единицы и считать магнитную проницаемость окружающей среды равной μ_0 , то в результате должна полу-

читься формула, содержащая лишь длину, массу и время. Но мы сделали предположение, что окружающая среда имеет магнитную проницаемость, отличную от магнитной проницаемости вакуума (μ_0), поэтому в окончательной формуле используются и магнитные единицы.

Метод Гаусса был настолько хорошим, что в течение почти целого столетия считался стандартным методом определения напряженности поля; при этом вертикальная компонента вычислялась по V_H и наклонению. Одним из недостатков метода является большая продолжительность измерений. Весь процесс длится около 45 мин, и за это время поле может существенно измениться. В хороших условиях погрешность измерений с помощью этого метода составляет от 2 до 5 нТл.

Полуабсолютные инструменты. Лакур сконструировал два прибора для измерения горизонтальной и вертикальной компонент напряженности поля, в которых используются устойчивые высококачественные магниты: кварцевый горизонтальный магнитометр и магнитные весы. Эти приборы называют полуабсолютными, так как их надо стандартизовать, но после этого они могут надежно измерять напряженность поля в течение примерно года.

Кварцевый горизонтальный магнитометр. Этот прибор показан на рис. 12. Представим себе деклинометр, магнит которого находится в плоскости магнитного меридиана. Закрутим верхний конец нити на 2π радиан. Этого можно добиться, повернув домик прибора на его круглой подставке (на рис. 12 она не показана). В отсутствие закручивания нити магнит будет указывать направление на магнитный север, но при достаточном закручивании магнит повернется примерно на 1 радиан. Будем поворачивать прибор до тех пор, пока зрительная труба не окажется снова на одной линии с магнитом. Пусть θ — угол между первоначальным и последним положениями трубы. Это означает, что верхний конец нити повернулся на $2\pi + \theta$ радиан, а нижний конец (т. е. магнит) — на θ радиан. Таким образом, момент кручения нити равен $2\pi\tau$, где τ — момент кручения на 1 радиан поворота. Он равен магнитному моменту сил (если пренебречь магнитной восприимчивостью среды)

$$2\pi\tau = B_H m \sin \theta.$$

Показания прибора снимают, повернув его по часовой стрелке, а также в обратном направлении. Полусумму этих двух отсчетов принимают за угол θ . Это усреднение позволяет компенсировать любое (малое) начальное отклонение от плоскости магнитного меридиана. Асимметрия магнита на конечный результат не влияет,

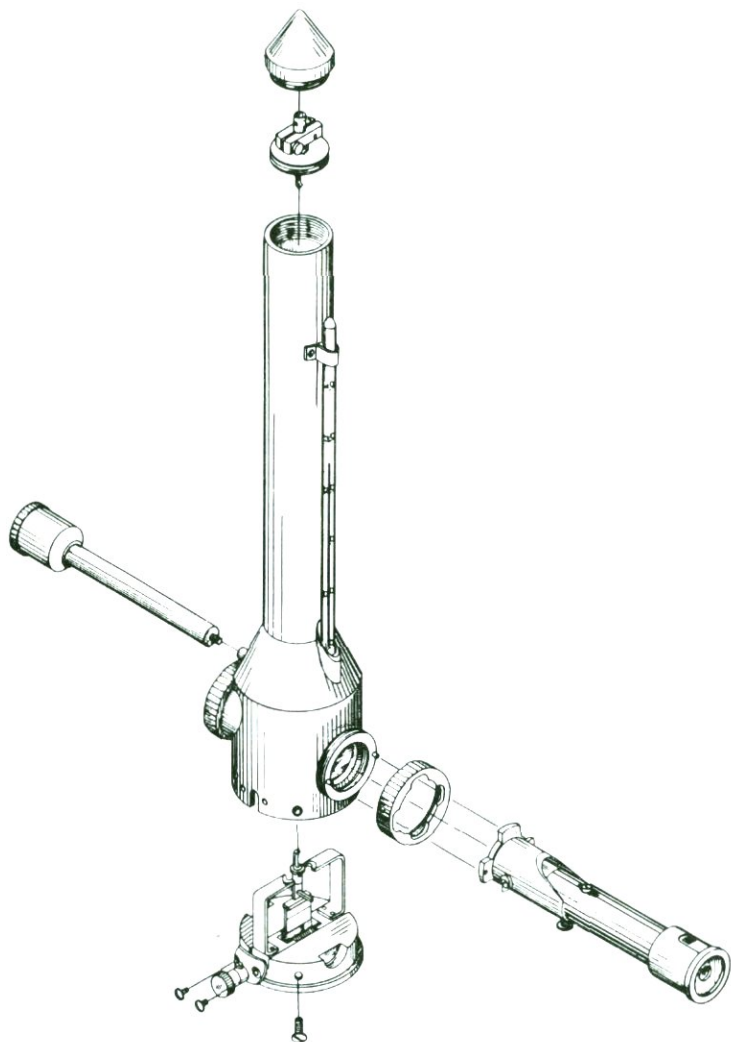


Рис. 12. Кварцевый горизонтальный магнитометр в разобранном виде. Магнит и зеркало подвешены на нити, которая направлена строго вдоль оси вертикальной трубки. Цилиндр, расположенный слева, служит противовесом для уравновешивания зрительной трубы. (Воспроизводится с разрешения Датского метеорологического института.)

поскольку она вносит одинаковую ошибку в оба показания прибора, а угол θ вычисляется как разность между ними.

Работа кварцевого магнитометра существенно зависит от температурной устойчивости магнита и нити. В первоначальной модели прибора необходимо было определять значения температуры и вносить соответствующие поправки в величину момента. В последней версии магнитометра используется сложный магнит, составные части которого имеют разные температурные коэффициенты, что позволяет свести на нет влияние температуры [Лауридсен, частное сообщение].

До появления протонного ядерно-резонансного магнитометра горизонтальные магнитографы обычно калибровали в обсерваториях, сравнивая их каждую неделю с кварцевыми магнитометрами, а для стандартизации последних их один-два раза в год сравнивали с абсолютными приборами Гаусса.

Кварцевые магнитометры можно также применять для измерения склонения, хотя достигаемая точность результатов ниже, чем в случае использования деклинометра. Они особенно полезны в полярных районах, где не требуется определять склонение с высокой точностью.

Магнитные весы. Это полуабсолютный прибор, предназначенный для измерения вертикальной компоненты Z . Как и большинство магнитных приборов, он выполнен на подставке, которую можно проградировать и относительно которой его можно вращать вокруг вертикальной оси. Внутри домика находится сбалансированный на ножевидных опорах магнит, который может качаться вокруг горизонтальной оси. Прикрепленное к магниту зеркало, а также зрительная труба дают возможность наблюдать его в окуляр. Неотклоненное положение магнита служит индикатором отсутствия вертикального поля. Над домиком находится большой вертикальный магнит, который предназначен для компенсации большей части вертикальной компоненты. Точная настройка прибора осуществляется вращением другого магнита, находящегося под домиком, в вертикальной плоскости.

Если центр масс укрепленного на горизонтальной оси магнита находится ниже ножевидных опор, то гравитационный момент не возникает и на магнит действуют лишь моменты сил, обусловленные вертикальной и горизонтальной компонентами магнитного поля. Весь прибор поворачивают на 180° вокруг вертикальной оси, что соответствует изменению направления горизонтальной компоненты относительно прибора на обратное. Следовательно, если показания не изменились, магнит находится в горизонтальном поло-

жении. Следует отметить важность установки прибора в горизонтальном положении, так как при этом фиксируется ось, вокруг которой он поворачивается, и, кроме того, определяется нулевое положение на шкале окуляра. После этого необходимо лишь повернуть нижний магнит так, чтобы магнит-индикатор, укрепленный на оси, показывал отсутствие вертикальной компоненты. Таким образом, угол поворота нижнего магнита и служит показанием прибора.

В случае когда на север направлен «южный» конец сбалансированного магнита, прибор становится более чувствительным, а его показания — менее устойчивыми. Чтобы такое положение магнита было устойчивым, необходимо выполнение условия

$$hMg > mB_H,$$

где M — масса, h — расстояние от центра масс до оси, а m и B_H — соответственно магнитный момент и горизонтальная компонента поля.

Магнитные весы калибруют или определением H и I , или с помощью протонного прецессионного магнитометра в отсутствие горизонтального поля. Необходимо отметить, что этот прибор имеет два недостатка. Во-первых, верхний магнит, компенсирующий большую часть вертикальной компоненты, очень чувствителен к температурным колебаниям. Температуру самого магнита необходимо знать с точностью не хуже $0,1^\circ\text{C}$. Хотя он находится в изолированном цилиндре, этого добиться не просто. Во-вторых, когда ось намагниченности горизонтальна, центр масс магнита-индикатора должен быть строго ниже осевой линии. В противном случае нулевое положение будет определено с ошибкой, которая может исчезнуть, если гравитационный момент будет скомпенсирован некоторым моментом, созданным вертикальной компонентой поля.

Крутильный магнитометр. При локальных съемках применялись различные типы приборов с постоянными магнитами. Все они, кроме крутильного магнитометра, в настоящее время заменены протонными или феррозондовыми приборами. Крутильный магнитометр необходимо устанавливать по уровню, но в отличие от некоторых старых типов магнитометров при этом не требуется его ориентация в горизонтальной плоскости. Магнит в нем подвешен на горизонтальной нити. Под действием момента кручения нити, а также вращающего момента $\mathbf{m} \times \mathbf{B}$ он может вращаться в вертикальной плоскости. Когда магнит находится в горизонтальном

(вертикальном, если прибор предназначен для измерения горизонтальной компоненты) положении, прикрепленное к магниту зеркало отражает световое пятно на шкалу окуляра зрительной трубы. Регулировка осуществляется поворотом колесика, которое закручивает нить. Соответственно его положение служит показанием прибора. Момент кручения нити равен моменту магнитных сил и является мерой величины вертикальной компоненты Z . Нить сделана так, чтобы компенсировать влияние температуры на магнит, однако полностью этот эффект исключить обычно не удастся.

Протонный ядерно-резонансный магнитометр. В этом приборе используется эффект ядерного магнитного резонанса, на котором основано определение магнитных моментов ядер. Большинство ядер атомов обладает магнитным, а также угловым моментами, а их отношение зависит от типа ядра. Когда ядро находится в магнитном поле, на него действует момент сил, стремящихся развернуть его магнитный момент в направлении поля. Однако, поскольку у ядра есть и угловой момент, оно поворачивается не сразу, а прецессирует вокруг направления поля, как волчок под действием силы тяжести и реакции в точке опоры. В результате слабого взаимодействия ядра с соседними частицами его прецессия ослабевает и длится в общей сложности около секунды — пока его магнитный момент не станет параллельным внешнему полю. В сильном поле энергия магнитного взаимодействия больше кинетической энергии теплового движения (при комнатной температуре), и магнитный момент большинства частиц устанавливается вдоль направления поля. Однако в таком слабом поле, как геомагнитное, преобладает тепловое взаимодействие частиц.

В протонном ядерно-резонансном магнитометре используется водород (с массовым числом 1). Трудность, связанную с тепловым взаимодействием, можно преодолеть с помощью довольно простого метода, впервые предложенного Пакардом и Варианом [447]. Богатое водородом вещество в течение нескольких секунд подвергается воздействию сильного поля. Напряженности 0,01 Тл обычно бывает достаточно для ориентации значительного числа протонов в направлении поля. Затем сильное поле выключают. Протоны, ориентированные в его направлении, остаются в геомагнитном поле и начинают прецессировать вокруг его направления с частотой, зависящей от величины поля. Поскольку доля таких протонов достаточно велика, совместную прецессию соответствующих магнитных диполей можно обнаружить. Остается лишь определить частоту сигнала. Ассамблея МАГА в 1960 г. [423] приняла следующее со-

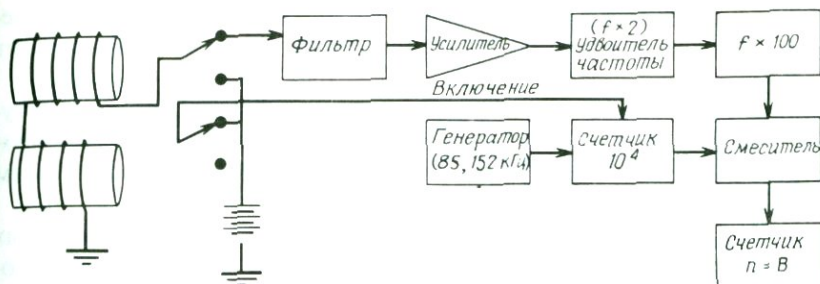


Рис. 13. Блок-схема протонного ядерно-резонансного магнитометра с непосредственным снятием показаний в нанотеслах.

отношение между частотой сигнала и амплитудой поля:

$$\omega/B = 2,67513 \times 10^8 \text{ рад} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{Тл}^{-1},$$

или, в более удобной форме,

$$B(\text{нТл}) = 23,4874f \text{ (Гц)}. \quad (112)$$

Например, частоте 2 кГц соответствует поле с амплитудой 46,975 нТл. Из-за взаимодействия с соседними атомами протоны остаются когерентными лишь в течение нескольких секунд. Таким образом, сигнал затухает по экспоненте, причем если веществом, содержащим протоны, является вода, то постоянная затухания составляет примерно 1. Если бы частота выражалась числом циклов в секунду, то максимальное разрешение составило бы в этом случае 1 к 2000, в то время как было бы желательно иметь разрешение 1 к 50 000. Следовательно, необходимо увеличить частоту. Это можно осуществить с помощью схемы, показанной на рис. 13. Переключатель сначала соединяет катушку датчика с источником поляризирующего напряжения, а затем с фильтром; спустя некоторое время включается счетчик. Смеситель остается открытым в течение времени 10^4 циклов генератора. Счетчик регистрирует число осцилляций сигнала n ($\times 200$) за время T , определяемое формулой

$$T = 10^4/f_0.$$

Кроме того, согласно (112),

$$T = n/200f = 23,4874n/(200B),$$

Исключая из этих выражений T , получаем

$$B = nf_0/23,4874/(2 \times 10^6).$$

Если эталонная частота генератора f_0 равна

$$f_0 = 2 \times 10^6/23,4874,$$

то численно $B = n$ и счетчик регистрирует напряженность поля непосредственно в единицах нТл; при этом разрешение составляет 1 нТл.

Для уменьшения шума в датчике часто используют две катушки, намотанные в противоположных направлениях. Такой шум может привести к сдвигу фазы сигнала с последующим искажением увеличенной частоты.

Другая трудность, возникающая при использовании протонных магнитометров с ядерной прецессией, связана с тем, что «упорядоченные» протоны должны оставаться когерентными в течение всего времени подсчета. Однако при наличии большого градиента поля его значения с разных сторон датчика будут различаться, а поскольку частота прецессии зависит от приложенного поля, протоны начнут прецессировать с разными частотами, и вскоре эффект станет незаметным. Таким образом, существует максимальный градиент поля, при котором этот магнитометр можно использовать.

Для некоторых целей протонный ядерно-резонансный магнитометр, в котором в качестве вещества, содержащего атомы водорода, используется вода, является слишком медленным. Отсчет производится 1 раз в секунду. Задержка связана главным образом с тем, что много времени уходит на выстраивание магнитных моментов протонов параллельно поляризирующему полю. Некоторые углеводороды «тормозятся» быстрее, и, следовательно, возможно ускорение снятия показаний. Этот же принцип применяется в каротаже. Жидкость в скважине используется как вещество, содержащее атомы водорода, и измеряется время задержки сигнала. Углеводороды и вода дают разные времена задержки.

Протонный ядерно-резонансный магнитометр широко применяется в различных геомагнитных исследованиях, в частности очень часто в локальных съемках. Он не требует ориентации и не чувствителен к температуре. Этот магнитометр используют для измерения полного поля на море, а также при аэросъемке. В большинстве обсерваторий он является стандартом (как «абсолютный» прибор) для калибровки вариометров. Хотя протонный ядерно-резонансный магнитометр измеряет полное поле, его можно приспособить и для определения отдельных компонент (см. разд. 1.6).

Феррозондовые магнитометры. Этот прибор был сконструирован во время второй мировой войны и был предназначен для обнаружения подводных лодок при аэросъемке. Он устроен подобно магнитному усилителю. Датчик состоит из двух параллельных соленоидов — сердечников с высокой магнитной проницаемостью,

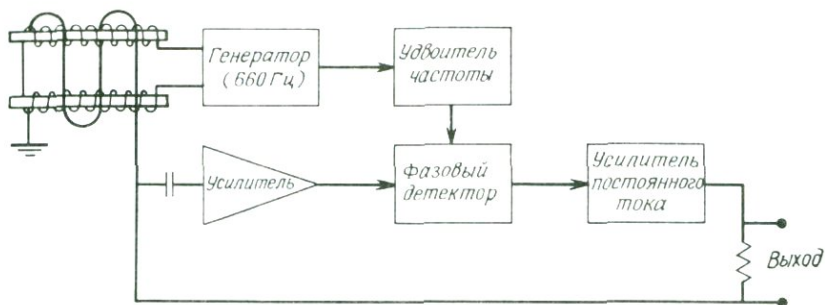


Рис. 14. Блок-схема феррозондового магнитометра.

навитых в противоположных направлениях. Эти два соленоида соединены последовательно и возбуждаются переменным током (с частотой, скажем, 660 Гц), амплитуда которого достаточна для насыщения сердечников за большую часть времени каждого полупериода. Обмотка вокруг двух соленоидов образует третью, сигнальную, катушку, которая через конденсатор соединена с резонансным усилителем и непосредственно подсоединена к усилителю постоянного тока (рис. 14). Предположим, что в направлении сердечников датчика нет поля. Сердечники должны быть подобраны так, чтобы при изменении намагниченности одного из них от насыщения в одном направлении до насыщения в другом направлении, намагниченность второго сердечника изменялась бы прямо противоположным образом. (Этот процесс иллюстрируется графиками в левой части рис. 15.) В этом случае суммарный поток через сигнальную катушку ($\Phi = \Phi_1 + \Phi_2$) остается нулевым. Однако существование компоненты внешнего поля, параллельной датчику, вызовет смещение, и полярность одного сердечника будет меняться не синхронно с изменением полярности другого (см. правую часть рис. 15). Между двумя изменениями полярности сигнальную катушку будет пронизывать некоторый поток. На ее выходе появляются два противоположно направленных импульса, пропорциональных скорости изменения потока. После их выпрямления в фазовом выпрямителе и сглаживания получается сигнал постоянного тока, пропорциональный приложенному полю. В некоторых приборах, устроенных по такому принципу, он непосредственно подается на выход. Однако в большинстве магнитометров этого типа имеется отрицательная обратная связь (рис. 14). Коэффициент усиления прибора подбирается так, чтобы благодаря катушке обратной связи поле на выходе в 100 тыс. раз превышало внешнее. При этом результирующее поле

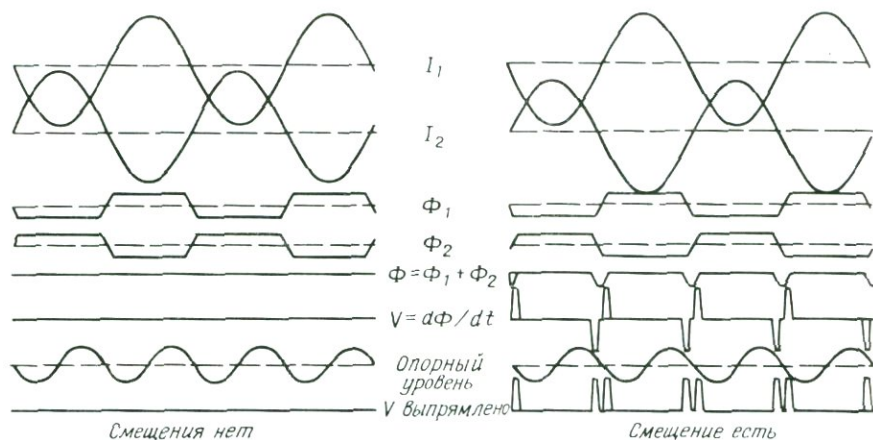


Рис. 15. Принцип работы феррозондового датчика. В отсутствие смещения потоки через отдельные катушки (Φ_1 и Φ_2) равны по величине и противоположны по направлению, поэтому суммарный сигнал отсутствует. При наличии смещения, вызванного действием внешнего поля, токи в катушках (I_1 и I_2) становятся равными нулю в различные моменты времени, что в конечном счете приводит к ненулевому суммарному потоку.

H_e равно

$$H_e = H_a - H_s,$$

где H_a и H_s — соответственно исходное поле и поле, обусловленное внешним соленоидом. Коэффициент усиления прибора выбирается так, чтобы

$$H_s = 10^5 H_e,$$

и, следовательно, с относительной точностью 10^{-5} можно считать, что $H_s = H_a$, а поле H_s легко определить, измеряя ток во внешнем соленоиде. Преимуществом такой схемы является то, что конечный результат зависит только от постоянных внешнего соленоида и на него не влияют характеристики других элементов электронной схемы (если, конечно, коэффициент усиления всей схемы остается достаточно высоким). Добротность катушки слабо зависит от температуры, и в большинстве феррозондов осуществлена температурная компенсация, в результате чего температурный коэффициент уменьшается до значений порядка 1 нТл/1 °С.

Обычно лишь небольшая часть компоненты измеряемого поля нейтрализуется током выпрямителя. Основная часть поля компенсируется или постоянным магнитом, или постоянным током от

другого источника, текущим через внешний соленоид, или еще одним соленоидом, охватывающим все три, описанные выше.

Преимущество феррозонда состоит в том, что с его помощью можно измерять отдельные компоненты поля и, следовательно, три датчика могут контролировать полный вектор поля. Другим его достоинством является возможность измерять быстро изменяющееся поле. В то же время феррозонд имеет и недостаток, поскольку его ориентация требует особого внимания. Дело в том, что магнитная ось симметрии датчика (обычно имеющего цилиндрическую форму) не обязательно совпадает с его геометрической осью. Подходящую ориентацию необходимо находить экспериментально.

Феррозонды используются в некоторых магнитных обсерваториях (особенно во временных), где требуется лишь измерение вариаций поля. Они особенно полезны при изучении аномалий электропроводности и магнитотеллурических зондированиях. Кроме того, феррозонды применяются в автоматических магнитных обсерваториях наряду с протонным ядерно-резонансным магнитометром, который корректирует их в автоматическом режиме. Они также используются в полевых магнитометрах для локальных съемок, где не требуется высокая точность, но могут встретиться большие градиенты поля. С феррозондом может работать один человек, в то время как с протонным ядерно-резонансным магнитометром в одиночку справиться трудно. Феррозондом измеряют вертикальную компоненту поля, однако точность измерения ограничена неопределенностью в ориентации. Если прибор установлен приблизительно вертикально, то подвешенный датчик ориентируется в вертикальном направлении. Однако при этом трудно убедиться, что магнитная ось датчика вертикальна. При типичных значениях напряженности полного поля и наклона (для умеренных широт) ошибка в $10'$ приводит при измерении Z -компоненты к погрешности в 100 нТл. С другой стороны, время, затрачиваемое на измерения с помощью этого прибора, очень мало, поэтому в тех случаях, когда ошибки в определении амплитуды приемлемы, как, например, при поиске неглубоких залежей железных руд, он очень полезен.

Феррозонды применялись и в аэросъемках. Приборы можно установить на самолете в трех взаимно перпендикулярных направлениях, так что квадраты их показаний в сумме будут давать квадрат полного поля. Однако чаще два феррозонда из трех контролируют ориентацию серводвигателей; при этом измеряемое ими поле всегда равно нулю. Третий прибор параллелен полю независимо от положения самолета в пространстве. При измерении полной напряженности поля ориентация не так важна, как при определении отдельных его компонент.

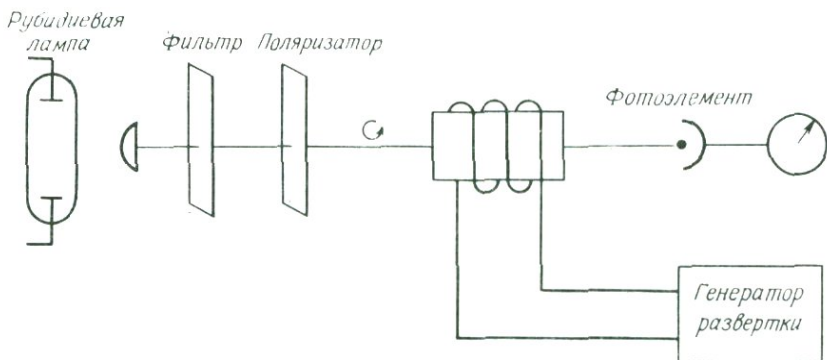


Рис. 16. Блок-схема рубидиевого магнитометра. Поляризованное по кругу резонансное излучение проходит через ячейку с парами рубидия и попадает на фотоэлемент. В некоторых приложениях ток на выходе фотоэлемента регулирует частоту генератора развертки.

Тонкопленочный индукционный магнитометр. Этот прибор несколько похож на феррозонд. Индуктивность тонкой (200 нм) пленки из одного домена железоникелевого сплава изменяется в зависимости от внешнего магнитного поля. При этом измеряют ток в цепи обратной связи, который почти полностью компенсирует поле. Описание прибора дано в работе [293]. Его главной отличительной чертой является малое потребление энергии. Этот магнитометр использовался для измерения поля на дне океана.

МАГНИТОМЕТРЫ, ОСНОВАННЫЕ НА ЭФФЕКТЕ ЗЕЕМАНА. После протонного ядерно-резонансного магнитометра и феррозонда было разработано семейство магнитометров, принцип действия которых основан на влиянии магнитного поля на взаимодействие света с атомами вещества. Чаще других встречаются магнитометры, в которых используется гелий или пары рубидия. Мы рассмотрим устройство рубидиевого магнитометра. Этот прибор (рис. 16) состоит из разрядной лампы, заполненной парами рубидия (обычно Rb^{87}), и фильтра, который пропускает свет только с длиной волны 795 нм (переход из основного квантового состояния ${}^2S_{1/2}$ в состояние ${}^2P_{1/2}$).

При этом резонансное излучение проходит через ячейку с парами рубидия, в которой часть света поглощается, поскольку происходят переходы атомов из основного состояния на уровень P . Соответствующие энергетические уровни показаны на рис. 17. Между фильтром и ячейкой с парами рубидия находится пластинка толщиной в

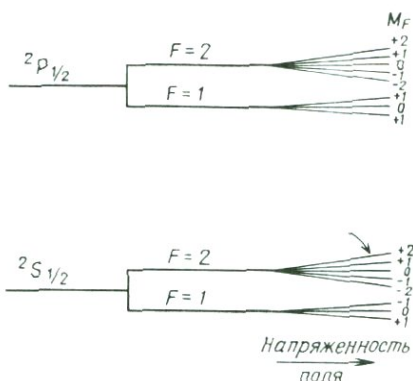


Рис. 17. Расщепление энергетических уровней изотопа ^{87}Rb с увеличением магнитного поля. Стрелкой указан уровень, на который попадают атомы под действием света, поляризованного по кругу.

четверть длины волны, так что свет, падающий на ячейку, поляризован по кругу. В обоих упомянутых выше состояниях атомы имеют спин $S = \frac{1}{2}$ и суммарный угловой момент электронов $J = \frac{1}{2}$.

Ядерное спиновое квантовое число для ядра Rb^{87} равно $I = \frac{3}{2}$. Следовательно, суммарное орбитальное квантовое число F может быть равно 1 или 2, так как оно является квантованной векторной суммой I и J . Магнитное квантовое число M_F , т. е. компонента F , квантованная в направлении магнитного поля, в состоянии $F = 2$ может принимать значения $\pm 2, \pm 1, 0$, а в состоянии $F = 1$ — значения $\pm 1, 0$. Это относится и к S -, и к P -уровням.

Таким образом, правило отбора при поглощении поляризованного по кругу света состоит в требовании $\Delta M_F = +1$. Следовательно, атомы, находящиеся в основном состоянии $2S_{1/2}$ с $M_F = 2$ не могут поглощать протоны из рубидиевой лампы. Со временем (т. е. через доли секунды) все атомы оказываются в состоянии $M_F = 2$. Этот процесс называют «оптической накачкой». После этого газ уже не может поглощать свет из лампы, наполненной парами рубидия, и ячейка становится прозрачной. В отсутствие магнитного поля энергетические уровни при всех значениях M_F совпадают, однако в присутствии поля они расщепляются в зависимости от его амплитуды. Если атомы перейдут из состояния $M_F = +2$ в состояние $M_F = +1$, то газ снова станет светонепроницаемым. Переход из одного M_F -состояния в другое можно индуцировать электромагнитным излучением с частотой E/h , где E — разность энергий между

соседними M_F -состояниями, а h — постоянная Планка. Величина E , а следовательно, и частота зависят от амплитуды магнитного поля; для геомагнитного поля эта частота составляет примерно 400 кГц. Ячейка с парами рубидия является своеобразным сердечником соленоида, в обмотке которого течет ток с такой частотой. Если последняя точно равна E/h , некоторые из атомов, находящихся в состоянии $M_F = +2$, могут перейти на другой энергетический уровень, поглотив квант света. В результате газ становится непрозрачным.

Прибор работает следующим образом. Изменяют частоту тока в соленоиде (относительно указанного выше значения) и с помощью фотоэлемента наблюдают пропускание света. Минимум соответствует частоте E/h , а связь между E и B (внешним полем) известна из свойств атома Rb^{87} . В приборах с непрерывной регистрацией наблюдений автоматически отслеживается минимальная величина тока от фотоэлемента и записывается соответствующая ей частота. Лишь незначительные эффекты «второго порядка малости» препятствуют тому, чтобы описанный метод служил абсолютной мерой амплитуды поля.

Одним из преимуществ магнитометров, в которых используется эффект Зеемана, является то, что они удовлетворительно измеряют даже небольшие поля с амплитудой порядка 10 нТл (в то время как протонные магнитометры могут работать лишь при величине поля около 20 000 нТл). Поэтому такие магнитометры применяются в космических зондах. Другое их преимущество состоит в том, что они очень быстро реагируют на изменение поля. Благодаря малому времени срабатывания, а также высокой чувствительности магнитометры этого типа часто используются для регистрации пульсаций.

Криогенный магнитометр. Этот прибор, который называют еще «сверхпроводящим магнитометром», «магнитометром на эффекте Джозефсона» или СКВИДОМ (SQUID — Superconducting QUantum Interference Device), обладает наибольшей чувствительностью по отношению к магнитному полю из всех имеющихся в настоящее время приборов.

Если какой-нибудь металлический проводник охладить ниже критической температуры T_c (характерной для каждого вещества), он становится сверхпроводящим: не просто очень хорошим проводником, а по существу идеальным. Дело в том, что при таких температурах электроны объединяются в пары и ведут себя как бозоны (т. е. подчиняются статистике Бозе—Эйнштейна, а не Ферми—Дирака, как при обычной температуре).

Представим себе кольцо из проводящего материала, которое пронизывается магнитным потоком. Если мы охладим кольцо до температуры ниже T_c , оно станет сверхпроводящим. Поскольку электрическое поле в сверхпроводнике отсутствует, величина магнитного потока сквозь кольцо не меняется независимо от того, что происходит вне его. Другое свойство сверхпроводника состоит в том, что ток течет лишь в его тонком поверхностном слое (эффект Мейснера). Это напоминает скин-эффект в обычном проводнике на высоких частотах, но эффект Мейснера проявляется в сверхпроводнике при нулевой частоте (см., например, [204]).

Сверхпроводимость — это квантовомеханический эффект. Если мы запишем амплитуду вероятности квантового перехода электрона в сверхпроводнике в виде

$$\phi = Qe^{i\theta}$$

и подставим ее в уравнение для потока вероятности, то найдем, что плотность тока равна

$$J = (\hbar/2\pi m)(\theta - 2\pi Ae/\hbar),$$

где \hbar — постоянная Планка, A — векторный потенциал магнитного поля, а e и m — соответственно заряд и масса электрона. Внутри проводника плотность тока должна быть равна нулю, следовательно,

$$\theta\hbar/2\pi = 2eA.$$

Коэффициент 2 появляется в связи с тем, что электроны в сверхпроводнике объединены в пары и ведут себя как частицы с зарядом $2e$. Магнитный поток, пронизывающий кольцо, можно представить в виде линейного интеграла по внутреннему контуру сверхпроводника

$$\begin{aligned}\Phi &= \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \int \text{rot } \mathbf{A} \cdot d\mathbf{S} = \\ &= \oint \mathbf{A} \cdot d\mathbf{r} = (\hbar/4\pi e) \oint \theta dr = \\ &= Nh/2e.\end{aligned}$$

Последнее равенство объясняется тем, что для однозначности волновой функции ψ необходимо, чтобы при интегрировании по замкнутому контуру угол θ изменялся на $2\pi N$ (где N — целое). Следовательно, поток через сверхпроводник квантуется в единицах

$$\hbar/2e = 2,09 \times 10^{-15} \text{ Вб}.$$

Если кольцо полностью сверхпроводящее, то поток может никогда не измениться. Но если в нем есть контакт Джозефсона (тонкая пленка изолятора толщиной 10^{-9} м), то, когда ток достигает некоторого критического значения, поток может скачком измениться. Ток тоже испытывает скачок, что вызывает появление заметного напряжения в катушке чувствительного датчика.

Обычно в контуре криогенного магнитометра дополнительно возбуждают переменное поле смещения. При этом фазы, соответствующие скачкам тока, зависят от наложенного постоянного поля. Вспомогательная катушка компенсирует внешнее поле, а необходимый для этого ток является сигналом, измеряемым на выходе прибора. При разрешении по току 2 нА разрешающая способность при измерении магнитного поля превышает 10^{-12} Тл.

Недостатком этого прибора является то, что температура проводника должна быть ниже критической. Для большинства веществ это соответствует температуре жидкого гелия. Однако существуют несколько соединений (например, NbGe_3), критическая температура T_c которых выше точки кипения жидкого водорода. Если бы удалось найти вещество с критической температурой выше точки кипения азота, работа криогенного магнитометра стала бы проще и экономичнее.

Криогенный магнитометр применяется главным образом при палеомагнитных исследованиях слабонамагниченных пород, но он также использовался и для регистрации геомагнитных пульсаций. Принцип его работы описан в работе [235].

1.6. МАГНИТНЫЕ ОБСЕРВАТОРИИ

Магнитная обсерватория — это научное учреждение, в котором постоянно производится непрерывная регистрация трех элементов геомагнитного поля как функций времени.

Минимальные требования к измерениям состоят в том, чтобы разрешение относительно напряженности поля было порядка 1 нТл, а по времени — 1 мин и, кроме того, чтобы регистрируемые значения поля были выражены в единицах международного стандарта напряженности магнитного поля или калиброваны (с точностью до нескольких единиц нТл) с помощью протонных ядерно-резонансных магнитометров. Кроме того, динамический диапазон должен быть достаточно большим для того, чтобы во время сильных магнитных бурь записи не выходили за пределы шкалы. В районах, близких к зоне полярных сияний, приходится удовлетворяться меньшим разрешением, чтобы полностью записать очень большие вариации поля.

На рис. 18 представлена карта с распределением работающих обсерваторий (на 1977 г.). К сожалению, это распределение далеко не однородно. Если на континентах обсерватории можно было бы разместить более равномерно, то на большой территории, занятой океанами, это сделать очень трудно. В табл. 2 перечислены обсерватории, функционировавшие к 1977 г., а также приведены их трехбуквенные сокращения (коды) [357].

Магнитографы. Магнитограф — это прибор, с помощью которого осуществляется постоянная регистрация одного или нескольких элементов геомагнитного поля как функций времени. Обычные магнитографы производят аналоговые записи, которые по существу являются графиками зависимости элементов поля от времени. Такая запись называется *магнитограммой*. Примеры магнитограмм приведены на рис. 2 и в разд. 4.5.

Классический магнитограф, который до сих пор используют в большинстве обсерваторий, устроен очень просто. Записываются три элемента поля: H , D и Z , каждый из которых регистрируется отдельным вариометром и самописцем. Вариометры Лакура для элементов D и Z показаны на рис. 19.

D -вариометр представляет собой просто магнит, подвешенный на тонкой кварцевой нити и способный вращаться в горизонтальной плоскости. Закручивание нити настолько мало, что сам магнит остается в плоскости магнитного меридиана. Вариометр, как это следует из названия прибора, предназначен для регистрации изменений элементов магнитного поля, а не для определения их абсолютных величин. Поэтому несовпадение магнитной и физической осей магнита не имеет значения (если оно не изменяется с течением времени).

Горизонтальный вариометр устроен аналогично, за исключением того, что в этом случае берется нить с большим коэффициентом упругости. Верхнюю часть нити закручивают так, чтобы ось намагниченности магнита была ориентирована в направлении первого вертикала (т. е. перпендикулярно магнитному меридиану). Тогда момент кручения нити, равный $\tau\theta$ (где τ — «постоянная кручения» нити, измеряемая в единицах $\text{Н} \cdot \text{м}/\text{радиан}$), уравнивает момент сил, обусловленный магнитным полем:

$$|L_m| = (\mu_0/4\pi) |\mathbf{m} \times \mathbf{H}_H| = \tau\theta, \quad (113)$$

где \mathbf{H}_H — горизонтальная компонента напряженности магнитного поля, а θ — угол закручивания нити. С ростом H нить закручивается, а при его уменьшении раскручивается. В формуле (113) предпо-

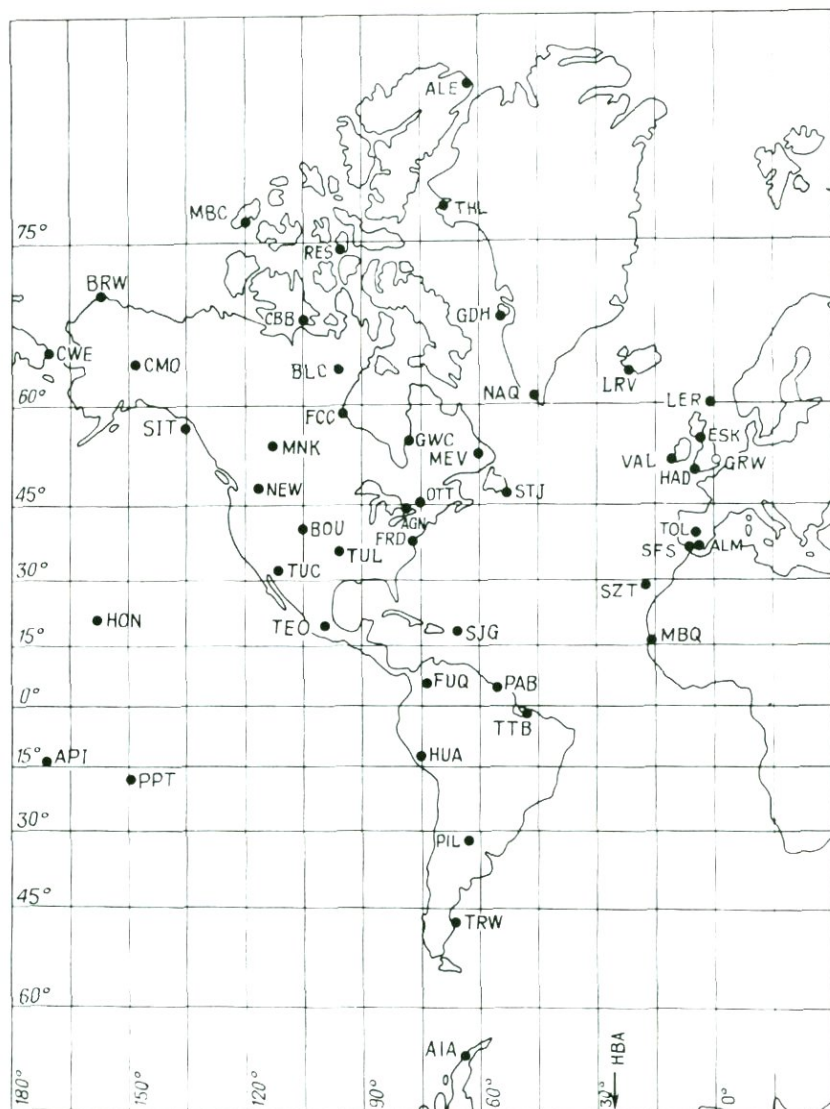


Рис. 18. Магнитные обсерватории, функционировавшие в 1977 г. (черные кружки), а также имевшие значение прежде (светлые кружки). Для обозначения обсерваторий использованы их официальные трехбуквенные сокращения [357].

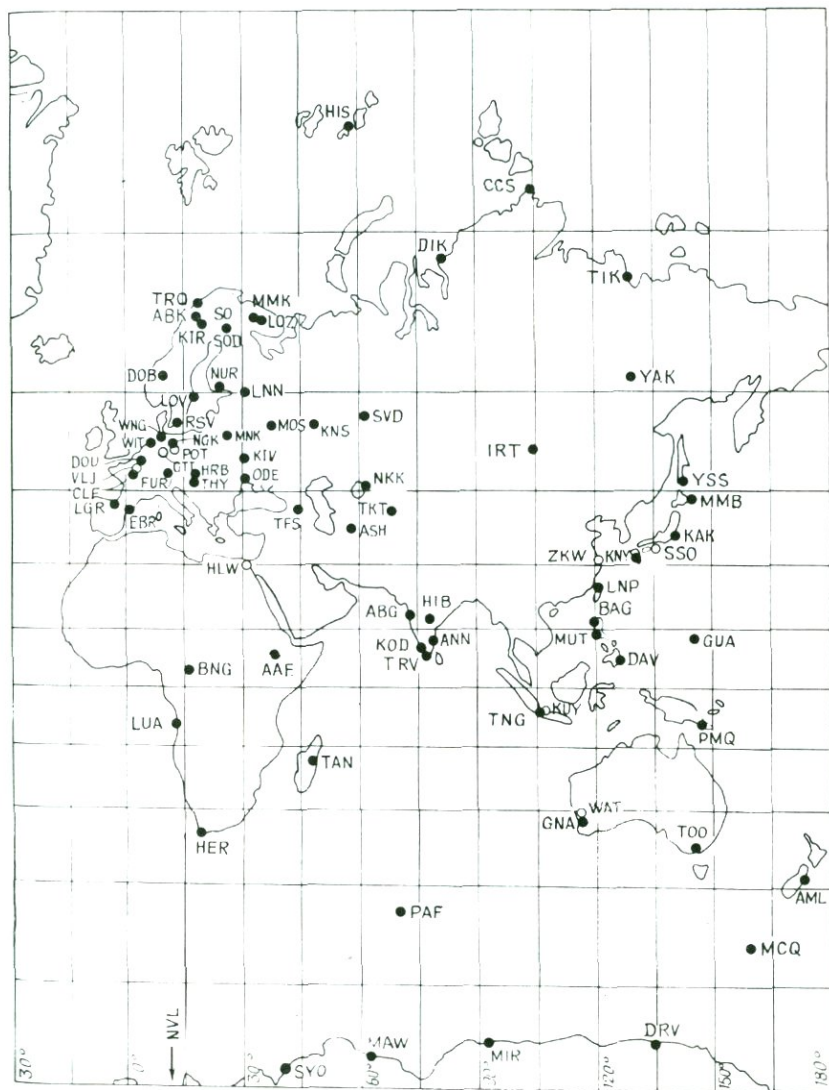


Таблица 2

Код	Обсерватория	Широта	Долгота	Код	Обсерватория	Широта	Долгота
ABN	Абингер	51,2°	359,6°	LUA	Луанла	- 8,9°	13,2°
ABK	Абиску	68,4	18,8	LNP	Ланнинг	25,0	121,2
AAE	Аддис-Абеба	9,0	38,8	MCQ	Макуори	- 54,5	159,0
AGN	Аджинкорт	43,8	280,7	MAW	Моусон	- 67,6	62,9
AVG	Алибаг	18,6	72,9	MNK	Минук	54,6	246,7
ALM	Альмейра	36,8	357,5	MEV	Мелвилл (база ВВС)	53,3	299,5
AML	Амберли	- 43,2	172,7	MMB	Мемамбецу	43,9	144,2
ANN	Аниамалайнагар	11,4	79,7	MNK	Минск	54,1	26,5
API	Апиа	- 13,8	188,2	MIR	Мирный	- 66,6	93,0
AIA	о. Аргентина	- 65,2	295,7	MOS	Москва	55,5	37,3
ASH	Ашхабад	38,0	58,1	MBC	Моулд-Бей	76,3	240,6
BAC	Багио	16,4	120,6	MUT	Муртинлула	14,4	121,0
BCL	Бейкер-Лейк	64,3	264,0	MMK	Мурманск	68,2	33,1
BNG	Банги	4,4	18,6	MBO	М'Бур	14,4	121,0
BRW	мыс Барроу	71,3	203,2	NAQ	Нарсарсуак	61,2	314,6
BOU	Боулдер	40,1	254,8	NEW	Ньюпорт	48,3	243,0
CBV	Кеймбридж-Бей	69,1	255,0	NGK	Нимег	52,1	12,7
CCS	мыс Челюскин	77,7	104,3	NKK	Новоказалинск	45,8	62,1
CWE	мыс Уэлен	66,2	190,3	NUR	Нурмиярви	60,5	24,6
CLF	Шамбон-ла-Форе	48,0	2,3	ODE	Одесса	46,8	30,9
CMO	Колледж	64,9	212,2	OTT	Оттава	45,4	284,4
DAV	Давао	7,1	125,6	PPT	Папэте	- 17,6	210,4
DIK	о. Диксон	73,6	80,6	PAB	Парамарибо	5,8	304,8
DOB	Домбасс	62,1	9,1	PIL	Пилар	- 31,7	296,1
DOU	Дурб	50,1	4,6	PAF	Порт-о-Франсе	- 49,4	70,2
DRV	Дюмон-д'Юрвиль	- 66,7	140,0	PMG	Порт-Морсби	- 9,4	147,2
EBR	Эбро	40,8	0,5	POT	Потслам	52,4	13,1
ENB	Эйлсон (база ВВС)	64,7	212,9	RES	Резольют-Бей	74,7	265,1
ESK	Эскедельмьор	55,3	356,8	PSV	Руде-Сков	55,8	12,4
FCC	Форт-Черчилл	58,8	265,9	SFS	Сан-Фернандо	36,5	353,8
FRD	Фредериксберг	38,2	282,6	SJG	Сан-Хуан	18,4	293,9
FUQ	Фукэне	5,5	286,3	SZT	Санта-Крус	28,5	343,7
FUR	Фюрстенфельдбрук	48,2	11,3	SSO	Симосато	33,6	135,9
GNA	Гнангара	- 31,8	116,0	SIT	Ситка	57,1	224,7
GDH	Годхавн	69,2	306,5	SOD	Соданкюля	67,4	26,6
GTT	Геттинген	51,5	10,0	STJ	Сент-Джонс	47,6	307,3
GWC	Грейт-Уайл-Ривер	55,3	282,2	SVD	Свердловск	56,7	61,1
GRW	Гринвич	51,5	00,0	SYO	База Сева	- 69,0	39,6
GUA	о. Гуам	13,6	144,9	TAN	Тананариве	- 18,9	47,6
HAD	Хартленд	51,0	355,5	TNG	Тангеранг	- 6,2	106,6
HIS	о. Хейса	80,6	58,0	TKT	Ташкент	41,3	69,6
HLW	Хелван	30,0	31,3	TTB	Татуоска	- 1,2	311,5
HER	Херманнос	- 34,4	19,2	TFB	Тбилиси	42,1	44,7
HON	Гонолулу	21,3	202,0	TEO	Теолоюкан	19,8	260,8
HUA	Уанкайо	- 12,0	284,7	THL	Туле	77,5	290,8
HRB	Гурбаново	47,9	18,2	THY	Тихань	46,9	17,9
HYB	Хайдарабад	17,4	78,6	TIK	Тикси	71,6	129,0
IRT	Иркутск	52,2	104,4	TOL	Толедо	39,9	356,0
KAK	Какиока	36,2	140,2	TOO	Туланги	- 37,5	145,5
KNY	Каноя	31,4	130,9	TRW	Трелью	- 43,2	294,7
KNS	Казань	55,8	48,8	TRD	Тривандрам	8,5	77,0
KIV	Киев	50,7	30,3	TRO	Тромсё	69,7	19,0
KIR	Кируна	67,8	20,4	TUC	Тусон	32,2	249,2
KOD	Кодайканал	10,2	77,5	TUL	Талса	35,9	264,2
KUY	Кайпер	- 6,0	106,7	VAL	Валенсия	51,9	349,8
LRV	Лейрвогур	64,2	338,3	VLJ	Вал-Джойо	48,8	2,0
LNN	Ленинград	60,0	30,7	WAT	Уотеру	- 30,3	115,9
LER	Лейрвик	60,1	358,8	WNG	Вингст	53,8	9,1
LGR	Логроньо	42,4	357,5	WIT	Виттсвен	52,8	6,7
LOZ	Ловозеро	68,0	35,0	YAK	Якутск	62,0	129,7
LOV	Лове	59,4	17,8	YSS	Южно-Сахалинск	47,0	142,7
				ZKW	Зи-ка-вей	31,2	121,4

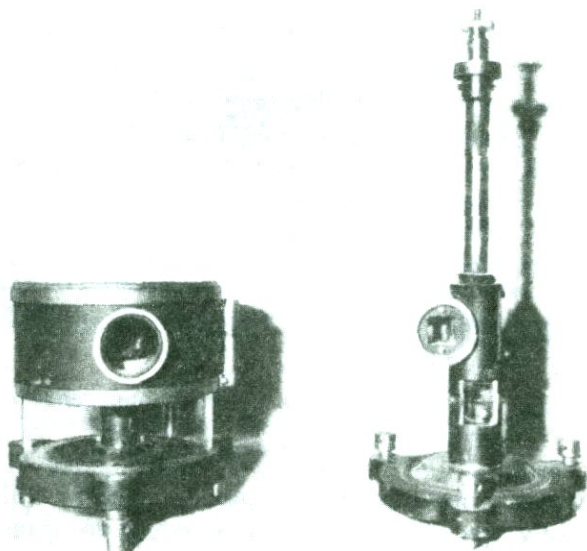


Рис. 19. Вариометры Лакура: Z-вариометр (слева) и D-вариометр (справа). В них свет отражается на зеркало, прикрепленное к магниту, с помощью прямоугольной призмы. Фото любезно предоставлено автору Управлением минеральных ресурсов, геологии и геофизики (Канберра).

лагается, что магнит имеет форму длинной тонкой стрелки, что не соответствует действительности, но приблизительное равенство значений магнитной проницаемости внутри и снаружи магнита оправдывает такое допущение (см. разд. 1.3). Если проницаемость магнита существенно отличается от проницаемости воздуха, то можно осуществить индукционную коррекцию, однако обычно ею пренебрегают.

Пусть θ_0 — угол закручивания нити, необходимый для того, чтобы направить магнит по первому вертикалу, когда горизонтальная компонента напряженности равна H_0 . Тогда

$$\tau\theta_0 = (\mu_0 m / 4\pi) H_0 = m' H_0, \quad (114)$$

где

$$m' = \mu_0 m / 4\pi. \quad (115)$$

Для несколько измененного значения H будет справедливо соотношение

$$\tau(\theta_0 + \Delta\theta) = m'(H_0 + \Delta H).$$

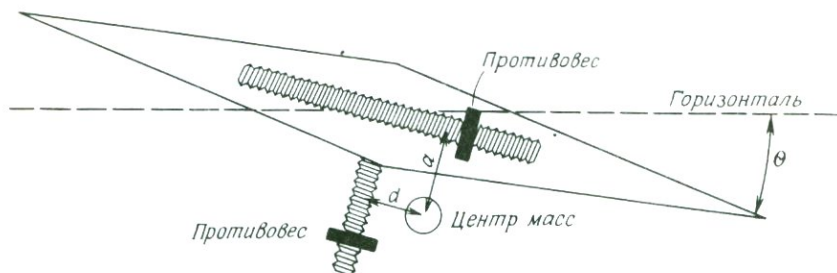


Рис. 20. Магнит, применяемый в вертикальном вариометре. Он вращается вокруг точки на линии, обозначенной «горизонталь». Положение его центра масс можно регулировать с помощью противовесов.

Следовательно, чувствительность прибора определяется формулой

$$\Delta\theta/\Delta H = m'/\tau.$$

Типичным для этого параметра является значение $0,5'$ на 1 нТл.

Z-вариометр состоит из магнита, ось которого горизонтальна, а сам он может поворачиваться вокруг перпендикулярной ей горизонтальной оси. Магнит устанавливается в горизонтальном положении (при фиксированном усредненном значении Z) с помощью регулировки положения центра масс, который должен быть расположен ниже выбранной горизонтали и смещен относительно оси вращения в направлении северного конца магнита (в южном полушарии). Пусть момент магнита, определенный согласно (115), равен m' и пусть его центр масс смещен к северу на расстояние d от оси вращения и находится на расстоянии a вниз от оси магнита, как показано на рис. 20. Если ось магнита составляет с горизонталью угол θ , то, приравнявая моменты, мы получим

$$Zm' \cos \theta = -w(d \cos \theta - a \sin \theta) + Hm' \cos \phi \sin \theta, \quad (116)$$

где w — вес магнита, а ϕ — его магнитный азимут. Поскольку угол θ всегда достаточно мал, то на основании (116) можно записать

$$Z = -(wd/m') + \theta(wa/m' + H \cos \phi). \quad (117)$$

Расстояние d выбирается так, чтобы первый член в правой части (117) давал усредненное значение Z . В северном полушарии величина Z положительна, а d отрицательно. Чувствительность вариометра определяется параметрами a и ϕ . Если знак скобки во втором члене правой части (117) станет отрицательным, то магнит будет неустойчивым. В некоторых вариометрах вместо жесткой оси вращения используют две почти горизонтальные нити.

Положения равновесия H - и Z -вариометров определяются моментами их магнитов, которые зависят от температуры. Поэтому даже если бы внешнее поле было постоянным, угол θ изменялся бы в зависимости от температуры. В большинстве магнитометров предусмотрена какая-либо форма температурной компенсации. Обычно ее осуществляют с помощью вспомогательного магнита, создающего поле смещения. Если на расстоянии r от подвешенного магнита поместить точно такой же дополнительный магнит, то поле смещения уменьшит суммарное поле, которое действует на подвешенной магнит.

Для H -вариометра уравнение (114) будет иметь вид

$$\tau\theta = m'(H - 2m'/r^3). \quad (118)$$

Температурный коэффициент вариометра равен

$$\partial\theta/\partial T = (1/\tau)[(\partial m'/\partial T)(H - 2m'/r^3) - (2m'/r^3)(\partial m'/\partial T)],$$

и если $4m'/r^3 = H$, то

$$\partial\theta/\partial T = 0.$$

Таким образом, компенсирующее поле равно $\frac{1}{2}H$. С помощью небольшой регулировки можно компенсировать зависимость постоянной кручения нити (τ) от температуры. Температурную компенсацию можно реализовать также с помощью зеркала, укрепленного на биметаллической пластине.

Помимо отмеченных выше предосторожностей, магнитографы обычно размещают в теплоизолирующих помещениях, часто под землей. Температура регистрируется непрерывно, поэтому ее отклонение от нормальной всегда можно скомпенсировать. Необходимо также, чтобы в помещениях, где установлены магнитографы и калибровочные инструменты, не было магнитных веществ.

Регистрация измерений осуществляется с помощью фототехники. К магниту каждого вариометра прикреплено маленькое зеркало. Отражаясь от него, луч света фокусируется на цилиндре, обернутом листом фотобумаги. Цилиндр при этом вращается, делая 1 оборот в сутки. Полученная на фотобумаге магнитограмма состоит из трех черных линий, соответствующих записи зависимости трех элементов от времени в течение дня. Чтобы можно было измерить ординаты элементов, на магнитограмму с помощью светового пятна, отраженного от фиксированного зеркала, наносится одна или несколько опорных, или «базисных», линий. Включая в течение дня через равные промежутки времени дополнительное освеще-

шение, можно нанести на фотобумагу временные метки. При работе с записывающей частью прибора необходимо также следить за тем, чтобы фотобумага не сжималась и не растягивалась.

Обычно магнитограмма состоит из трех непрерывных линий, соответствующих регистрации трех элементов в течение дня. Ее длина достигает 500 мм. Следовательно, масштаб времени равен 20 мм/ч, а разрешение составляет около 1 мин. Во многих случаях требуется более высокое разрешение. В ряде обсерваторий работают «быстроходные» магнитографы с идентичными вариометрами. У них барабан самописца делает полный оборот всего лишь за 1 или 2 ч, а кривые за каждый интервал времени смещены относительно друг друга. По этим магнитограммам нельзя определить абсолютные значения величин. В то же время с помощью «быстроходных» магнитографов можно подробно записать такие быстропротекающие явления, как, например, короткопериодные пульсации.

Стандартизация и калибровка. Магнитные обсерватории дают большую часть информации о вековых вариациях. Они служат также для стандартизации станций при региональных съемках. Поэтому стандарт, с которым сравнивают другие измерения, должен быть универсальным и постоянным. Для обеспечения единообразия до появления протонных ядерно-резонансных магнитометров между обсерваториями происходил обмен переносными кварцевыми магнитометрами или абсолютными приборами Гаусса. Применение на практике протонных магнитометров сделало эту процедуру ненужной. Наряду с учетом гиромангнитного отношения протона, калибровке подлежит частота генератора; при этом легко добиться точности порядка 10^{-5} .

Описанные выше вариометры являются относительными инструментами, предназначенными для измерения лишь вариаций элементов поля. Обычная процедура калибровки сводится к определению полного поля (обычно раз в неделю) в стационарных условиях с помощью одного из приборов, описанных в разд. 1.5. После этого, измеряя на магнитограмме ординату точки, соответствующую времени наблюдений, можно нанести на нее «базисное» значение. Примерно раз в год сами калибровочные инструменты необходимо приводить к международному стандарту или сравнивать с протонным прецессионным магнитометром.

Чувствительность вариометра (ее часто называют «ценой деления») определяют с помощью дополнительного поля, создаваемого катушкой Гельмгольца. Диапазон вариаций, который охватывает

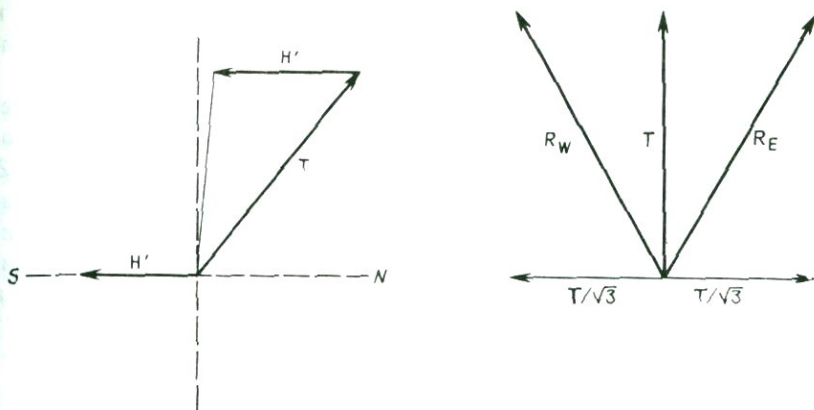


Рис. 21. Слева: векторы поля в вертикальной плоскости «север-юг» в случае, когда искусственное поле H' почти полностью компенсирует горизонтальную компоненту H . Справа: векторы поля в наклонной плоскости, в которой лежит вектор полного поля, а также векторы, указывающие направления на магнитный восток и магнитный запад.

вариометр (на умеренных широтах), составляет около 1000 нТл. Поэтому требуется точность порядка 0,1%.

Любой магнит, имеющий возможность вращаться, реагирует на перпендикулярную к нему компоненту поля. Поэтому для уверенности в том, что измеряется требуемый элемент поля, магнит необходимо правильно ориентировать. Обычно этого достигают, помещая катушку Гельмгольца или вспомогательный магнит на заранее определенном расстоянии от вариометра и поворачивая его магнит до тех пор, пока изменение направления тока или ориентации вспомогательного магнита на обратное не перестанет на него влиять.

Протонный ядерно-резонансный магнитометр сам измеряет лишь напряженность полного поля T . Для того чтобы определить вектор поля, его сочетают с точным индукционным инclinатором и деклинатором, измеряющими соответственно I и D .

Другой способ определения компонент H и Z с помощью протонного магнитометра состоит в компенсации части поля. Схема простейшего метода представлена на рис. 21 (слева). Пусть T — внешнее поле. Предположим, что искусственное (компенсирующее) горизонтальное поле H' направлено на магнитный юг. Тогда результирующее поле будет иметь амплитуду

$$Z^2 + [(H - H')^2]^2.$$

Последняя достигает минимального значения при $H' = H$ и в этом случае суммарное поле равно Z . Аналогичным образом компенсируя Z , можно найти H .

Величину вспомогательного поля не обязательно знать заранее. Кроме того, при компенсации компонент не требуется очень высокая точность. Если разность $(H - H')$ составляет менее 0,5% от Z (т. е. около 250 нТл), то Z определяется с точностью 1 нТл. Однако важно, чтобы поле H' было горизонтальным. Когда результирующее поле минимально, фактически измеряемое поле перпендикулярно к H' ; ошибка в его направлении, равная $1'$, приводит к определению Z с погрешностью 15 нТл. В то же время азимут H' не является критическим параметром. Можно использовать и другие методы компенсации (см., например, [624, с. 122]).

Как уже отмечалось в разд. 1.5, важно, чтобы датчик протонного магнитометра находился в однородном магнитном поле. Поэтому поле компенсации часто возбуждают с помощью системы из нескольких колец. Рассмотрим два идентичных соосных кольца радиуса R , разделенных расстоянием a . Примем за начало координат точку, находящуюся на общей оси колец посередине между ними. Поле в малой окрестности этой точки можно представить в виде ряда

$$H' = H'_0 + C_2 r^2 + C_4 r^4 + C_6 r^6 + C_8 r^8 + \dots,$$

где r — расстояние вдоль оси. Поскольку система симметрична, нечетные коэффициенты разложения равны нулю. Оказывается, что если $a = R$, то $C_2 = 0$, и поле, зависящее от r^4 и более высоких степеней r , при небольших r практически однородно. Такую систему колец называют катушкой Гельмгольца.

Если она состоит из четырех колец, расположенных симметрично относительно центра, то необходимо выбрать три параметра: расстояния между внутренними и между внешними кольцами, а также отношение числа витков с током во внутренней и внешней парах. Эти параметры можно подобрать так, чтобы $C_2 = C_4 = C_6 = 0$. Тогда результирующее поле в большей части объема между катушками будет почти однородным. Теория таких систем была разработана Баркером [44] и Фанзелау [199].

С помощью другой системы колец можно аппроксимировать плотность тока на сфере так, чтобы ток тек concentрично вокруг оси и проекция токовых линий на ось была постоянной. В этом случае токовая функция имеет вид (см. разд. 1.3)

$$K = CP_1(\cos \theta)$$

и, согласно (33), поле внутри сферы однородно. Такую систему колец применяли Эверетт и Хиндман [195].

АВТОМАТИЧЕСКАЯ МАГНИТНАЯ ОБСЕРВАТОРИЯ. Как отмечалось выше, в магнитной обсерватории записываются магнитограммы. Перед тем как проводить их количественную обработку, необходимо измерить отклонение траекторий от базисной линии, умножить на цену деления шкалы, прибавить базисное значение и внести поправку за температуру. Это длительный процесс, и во многих обсерваториях пришли к выводу, что легче делать только магнитограммы, чем продолжать приводить данные к соответствующему виду и публиковать.

Постепенно созрела идея создать обсерваторию другого типа, в которой данные выдавались бы в виде, удобном для их ввода в ЭВМ, с помощью которой можно было бы представлять их в различных формах и анализировать. Для этой цели в принципе подходит любой магнитометр или какой-либо другой прибор, на выходе которого снимается электрический аналоговый сигнал. Один из методов, иногда применяемый во временных магнитных обсерваториях, состоит в использовании обычного подвесного или сбалансированного магнита, отражающего световой пучок, который затем попадает в два фотоэлемента и, если поле имеет стандартное значение, вызывает в них одинаковые токи. Отклонение от стандартного поля приводит к появлению на выходе фотоэлементов несбалансированного тока, который в свою очередь возбуждает ток в обмотке катушки, предназначенной для приведения поля, обнаруженного магнитом, к стандартному значению. Таким образом, аналоговый сигнал на выходе — это просто ток в компенсационной катушке. В качестве чувствительных элементов вместо магнитов можно использовать феррозондовые датчики. Аналоговый сигнал затем нетрудно преобразовать в цифровую форму для ввода в ЭВМ.

В автоматической обсерватории другого типа применяются магнитометры, в которых используется эффект Зеемана. В одном из трех магнитометров горизонтальная компонента компенсируется и измеряется только Z . Два других прибора предназначены для определения северо-восточной и северо-западной проекций горизонтальной компоненты, на основе которых затем вычисляются H и D .

По-видимому, чаще всего в автоматических магнитных обсерваториях применяются протонные магнитометры. Метод компенсации, описанный выше, не вполне пригоден для работы в непрерывном режиме. Кроме того, с его помощью нельзя определить D .

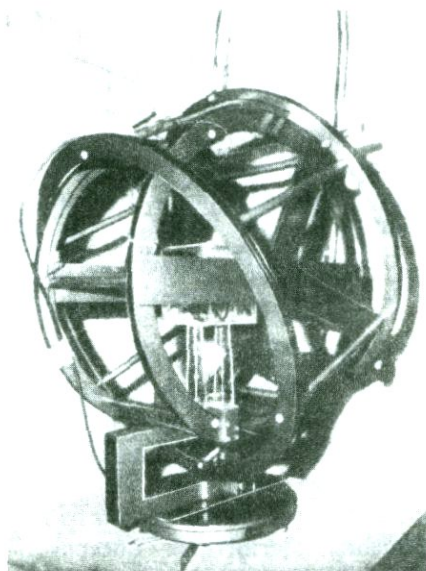


Рис. 22. Протонный ядерно-резонансный магнитометр из Канберрской автоматической магнитной обсерватории. Хорошо видны кольца Гельмгольца, с помощью которых создаются искусственные поля. Фото любезно предоставлено Управлением минеральных ресурсов, геологии и геофизики (Канберра).

В качестве примера определения D протонным ядерно-резонансным магнитометром мы рассмотрим метод, применяемый в автоматической обсерватории в Канберре [397].

Ось катушки зафиксирована в «усредненном» направлении магнитного востока, а ток в ее обмотке создает поле $T/\sqrt{3}$, где T — полная напряженность. Если в выбранном направлении есть компонента поля Y , то результирующее поле R_E , измеряемое протонным магнитометром (в случае, когда вспомогательное поле направлено на восток), определяется формулой (см. рис. 21, справа)

$$R_E^2 = T^2 + (T/\sqrt{3} + Y)^2.$$

Если такое же по величине вспомогательное поле направлено на магнитный запад, то результирующее поле вычисляется следующим образом:

$$R_W^2 = T^2 + (T/\sqrt{3} - Y)^2,$$

$$R_E^2 - R_W^2 = (R_E + R_W)(R_E - R_W) = (4/\sqrt{3})TY.$$

Но, поскольку $Y \ll T$,

$$R_E + R_W = (4/\sqrt{3})T.$$

Следовательно, разность между двумя показаниями прибора непосредственно определяет восточную компоненту. В случае необхо-

димости D можно вычислить по формуле

$$\sin D = (Y_0 + Y \cos D_0)/H,$$

где Y_0 — усредненная восточная компонента, а $\sin D_0 = Y_0/H$.

Наибольшие затруднения в любой автоматической магнитной обсерватории связаны с ориентацией катушек. Не следует думать, что она остается неизменной неограниченно долго. Поэтому обычно автоматические обсерватории рассматривают как вариометры (относительно всех элементов, кроме T), требующие калибровки с помощью приборов, ориентация которых устанавливается при каждом их использовании. На рис. 22 показана система колец из автоматической обсерватории в Канберре.

Результаты, полученные магнитными обсерваториями. Если результаты, полученные магнитными обсерваториями, не доступны сообществу ученых, то эти обсерватории имеют по существу лишь престижное значение. В течение многих лет стандартной формой представления результатов были таблицы среднегодовых значений трех элементов поля (H , D и Z). Они обычно публикуются в виде ежемесячных каталогов (для каждого элемента), содержащих 24 колонки по 30 (или 31) строчек в каждой, а также средние значения для каждого дня и каждого часа дня, усредненные по всем дням месяца. Такая форма представления данных идеальна для анализа суточных вариаций (см. разд. 4.4). Концентрация внимания на исследовании этого вида вариаций в первой половине нынешнего столетия, несомненно, является причиной стандартизации такой формы.

Подкомитет МАГА (см. разд. 6.3) имеет полномочия называть 5 дней каждого месяца «международными спокойными днями», а другие 5 дней — «международными возмущенными днями». В каталогах часто приводятся значения элементов, усредненные по этим группам дней месяца.

Во время Международного геофизического года были созданы центры для сбора и распределения геофизических данных. Их называют Мировыми центрами данных (МЦД). Геомагнитные данные обрабатываются в четырех таких центрах: в Вашингтоне, Москве, Копенгагене и Киото. Цифровые данные собираются также в МЦД Эдинбурга и Бомбея. Данные, которые обычно поступают в МЦД из обсерваторий, включают в себя средние значения элементов для каждого часа, копии обычных и «быстроходных» магнитограмм, индексы S и K (см. разд. 4.5) и описания таких явлений, как бури и их внезапные начала. В настоящее время во многих обсерваториях данные представляются в форме, удобной для их ввода в ЭВМ.

Глава 2

ГЛАВНОЕ ПОЛЕ

2.1. АНАЛИЗ И МОРФОЛОГИЯ ГЛАВНОГО ПОЛЯ

Главное геомагнитное поле можно определить как поле, полученное усреднением измеренных величин по временному интервалу свыше года и по площади больше 10^6 кв. км. При таком усреднении по времени в поле, по-видимому, остается вклад некоторых периодических полей внешнего происхождения [17]. Кроме того, имеет место наложение спектров главного и локального полей. Тем не менее указанное определение главного поля является конструктивным и полезным.

На рис. 23—27 приведены карты изолиний D , I , H , Z и T . Их называют *магнитными картами*. Изолинии склонения D называют *изогонами*, а изолинии наклонения I — *изоклинами*. Изолинии напряженности поля (H , Z или T) называются *изодинамами*. Мировые карты обычно получают, синтезируя гармонические составляющие элементов магнитного поля, которые будут описаны ниже. Изомагнитные карты для меньшей площади (например, для какой-либо одной страны) часто строят вручную, проводя изолинии наблюденного поля после предварительной коррекции данных с учетом среднегодовых значений и сглаживания по всей площади. Такие карты несут в себе информацию как о главном, так и о локальном полях.

По традиции источниками данных являются обсерватории и региональные магнитные съемки. К ним добавляются результаты измерений отдельных элементов (например, T — с помощью океанографических судов или D — по показаниям судовых компасов [47]). Кроме того, анализируют данные спутниковых измерений полного поля за определенные промежутки времени (например, [111]). Появление таких спутников, как МАГСАТ, предназначенных для измерения отдельных компонент вектора магнитного поля, позволило значительно повысить качество анализа главного поля. Одним из преимуществ спутниковых измерений является практически равномерное покрытие данными территории как континентов, так и океанов. Исключение составляют лишь полярные области.

В конце XVI в. Норман и Гильберт на основании немногочисленных данных, которыми они располагали, сделали вывод о том, что хорошей аппроксимацией геомагнитного поля является поле

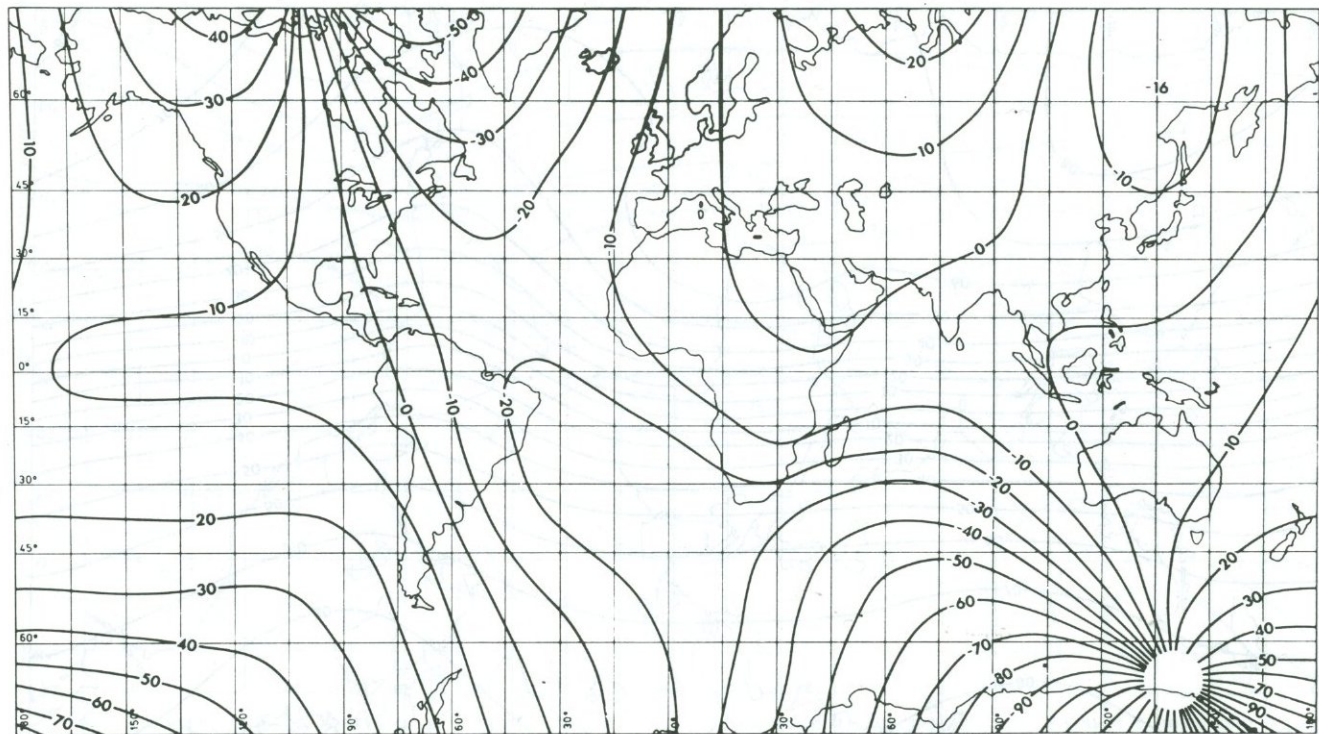


Рис. 23. Карта склбнения D (в градусах), построенная по данным, полученным с помощью спутника МАГСАТ [341].

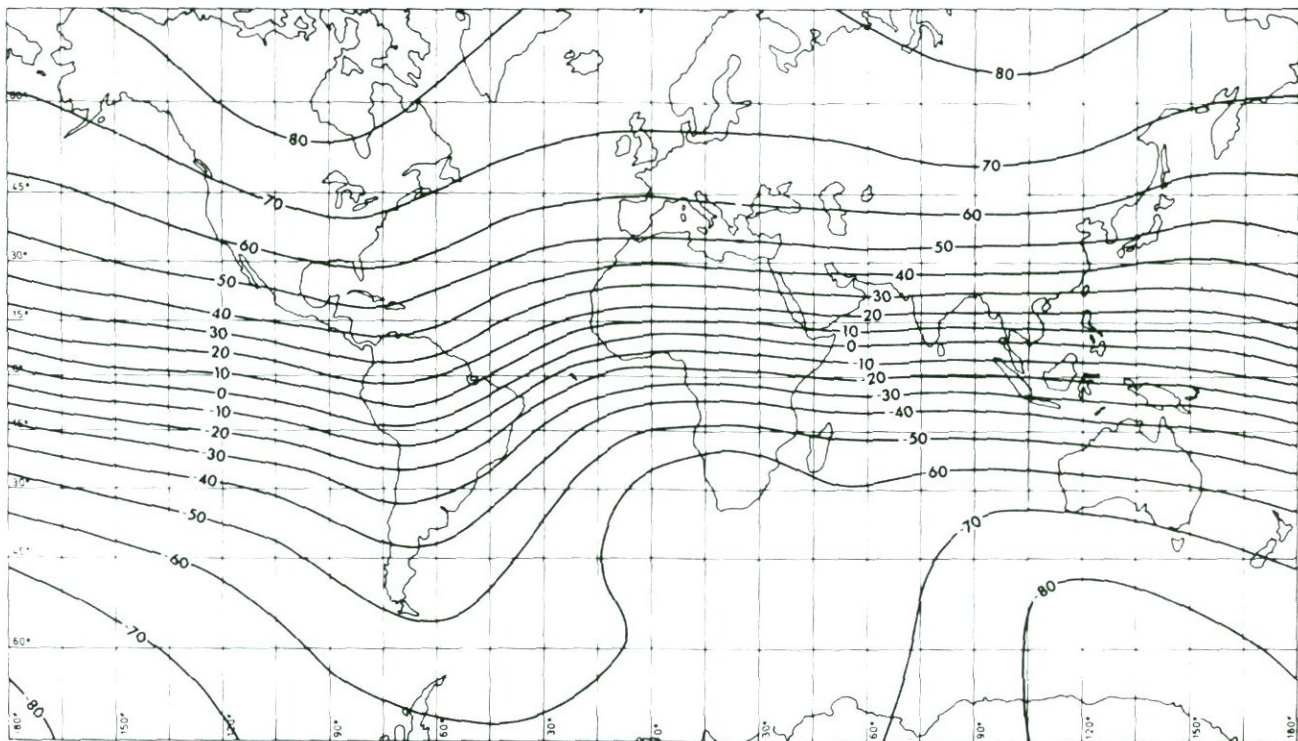


Рис. 24. Карта наклоения I (в градусах), построенная по данным, полученным с помощью спутника МАГСАТ [341].

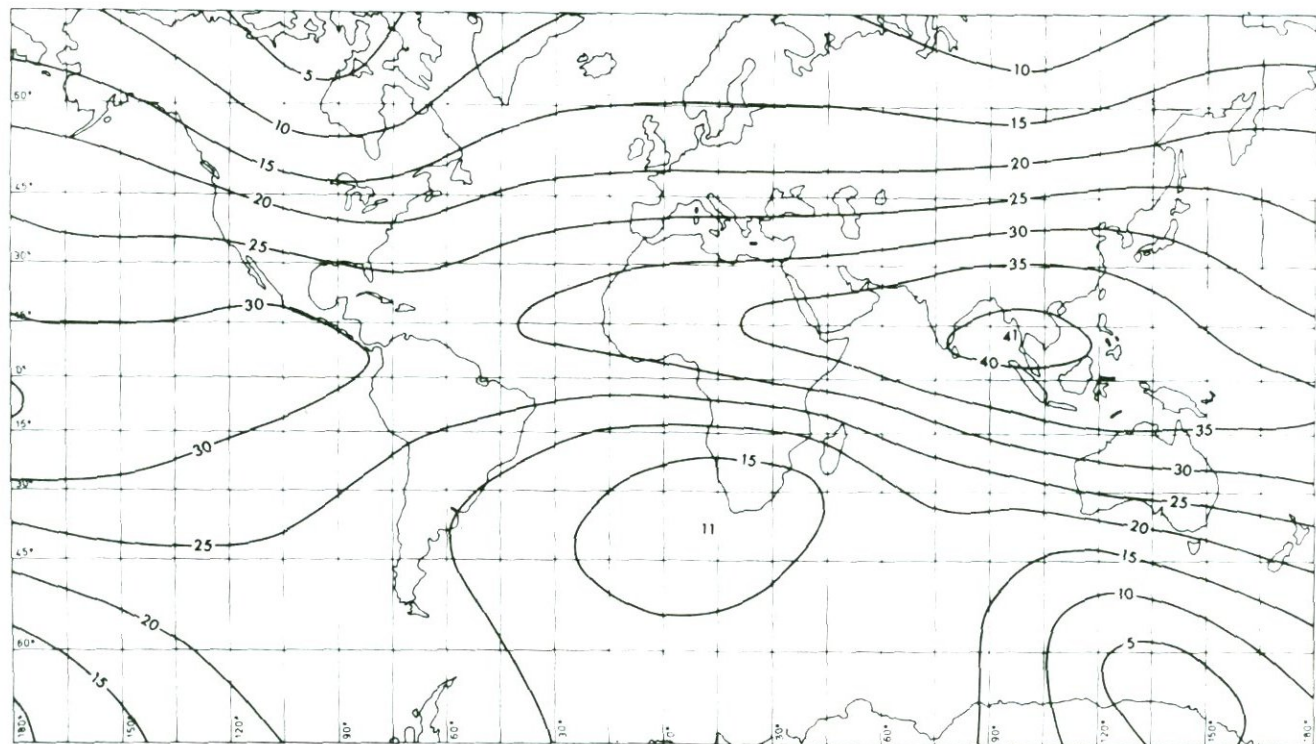


Рис. 25. Карта горизонтальной компоненты напряженности H (мкТл), построенная по данным, полученным с помощью спутника МАГСАТ [341].

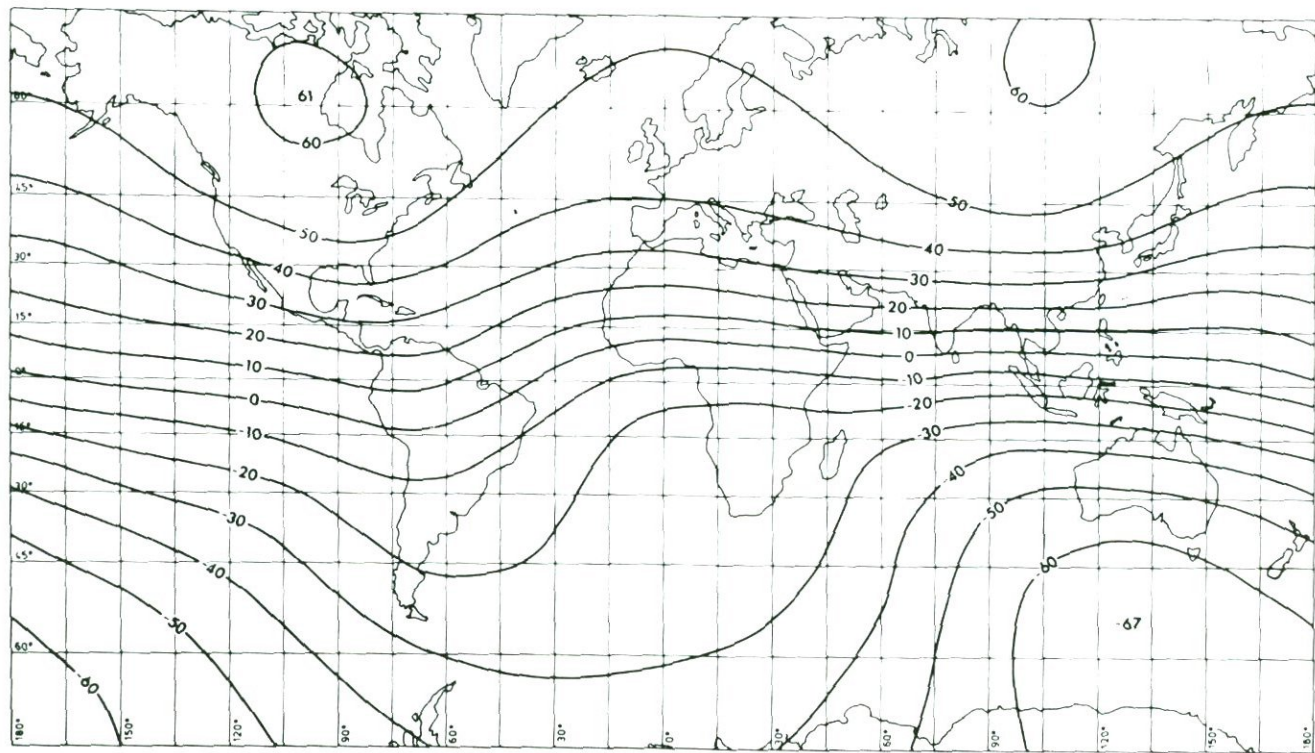


Рис. 26. Карта вертикальной компоненты напряженности Z (мкТл), построенная по данным, полученным с помощью спутника МАТ САТ [341].

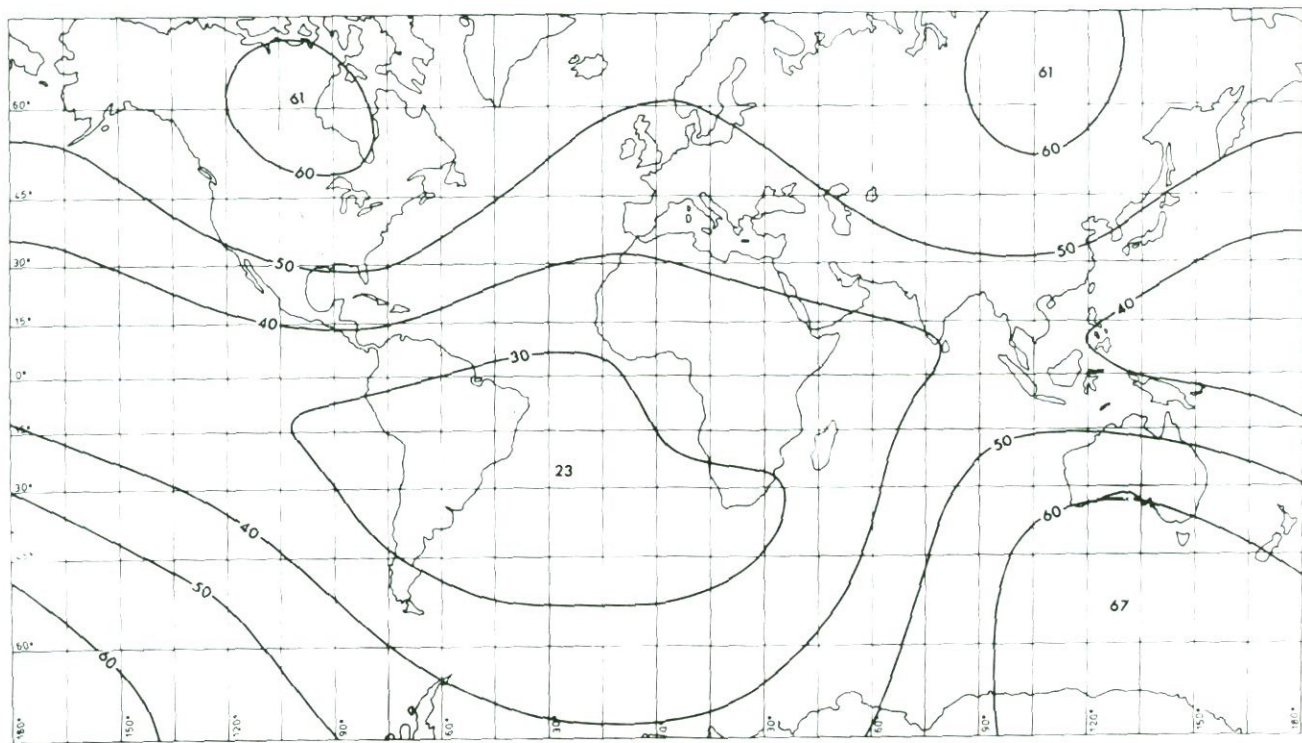


Рис. 27. Карта полной напряженности T (мкТл), построенная по данным, полученным с помощью спутника МАГСАТ [341].

диполя, расположенного в центре Земли и направленного по ее оси вращения. Гильберт рассматривал с этой целью однородно намагниченную сферу, однако внешнее поле такой сферы и поле диполя, очевидно, совпадают. Если бы эта аппроксимация давала точное описание поля, все силовые линии лежали бы в меридиональных плоскостях, а склонение всюду было бы равно нулю. Из рис. 23 видно, что даже на низких широтах склонение может достигать 20° . Кроме того, оно положительно в районах Тихого океана, Австралии, Северной Америки и Восточной Азии и отрицательно над Атлантическим и Индийским океанами, Европой и Африкой. Лучшую аппроксимацию геомагнитного поля можно получить, наклонив диполь на 11° к оси вращения Земли. Это второе приближение называют *наклоненным*, или *центральной диполем* (хотя аксиальный диполь тоже является центральным). Когда говорят о дипольном поле, обычно имеют в виду именно эту аппроксимацию. Мы рассмотрим ее подробнее в следующих разделах.

Из приближения центрального диполя следует, что изодинамы должны иметь вид окружностей с центрами на геомагнитной оси. Так, например, максимальное значение H должно быть одним и тем же для всех долгот. Если мы посмотрим на рис. 25, то увидим, что это не так: значения H в Восточном полушарии обычно больше, чем в Западном (сравните максимум, составляющий 41 мкТл, вблизи Таиланда с седловой точкой 28 мкТл около Венесуэлы). Еще лучшего приближения поля можно добиться, смещая наклоненный диполь от центра Земли примерно в направлении западной части Тихого океана. Поле этого диполя называют *полем эксцентричного диполя*. В соответствии с Международным эталонным геомагнитным полем (1980 г.) эксцентричный диполь лучше всего расположить на расстоянии 490 км от центра Земли в направлении точки с координатами 21° с.ш. и 147° в.д.

Однако с помощью модели эксцентричного диполя не удается объяснить некоторые существенные особенности поля. К наиболее известным из них относятся так называемый «Сибирский овал» — уклонение нулевой изогоны ($D = 0$) от Индии в сторону Сибири и далее к Восточной Японии через Северную Азию — и Южно-африканская аномалия, которая вызывает резкое отклонение изодинам Z к югу от Африки. Очевидно, для более детального описания главного поля необходимо продолжить приведенную выше последовательность аппроксимаций. Это можно сделать двумя способами. Первый из них сводится к тому, чтобы увеличивать число воображаемых диполей в Земле, подбирая их положение, ориентацию и моменты так, чтобы добиться лучшего описания поля. В

этом направлении были выполнены работы [20, 78 и др.]. Второй путь состоит в том, чтобы добавлять мультиполи (см. разд. 1.3) в центре Земли до тех пор, пока не будет получена хорошая аппроксимация измеренного поля. Несмотря на то что при мультипольном представлении поля отдельные мультиполи не связаны непосредственно с источниками поля, такое представление появилось раньше других, оно легче поддается теоретическому анализу и является основой для разделения поля на части внутреннего и внешнего происхождения. В следующих разделах мы остановимся на нем более подробно.

СФЕРИЧЕСКИЙ ГАРМОНИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ ГЛАВНОГО ПОЛЯ. Магнитные измерения, на которых основан анализ главного поля, проводятся в нижней атмосфере — непосредственно над поверхностью Земли. Если мы сделаем вполне обоснованное допущение, что атмосфера является непроводящей и немагнитной средой, то, очевидно, в ней $M = 0$ и $J = 0$, а согласно (22)

$$\nabla^2 U = 0, \quad (119)$$

причем магнитное поле \mathbf{B} определяется соотношением

$$\mathbf{B} = -\nabla U.$$

Таким образом, U удовлетворяет уравнению Лапласа (приложение 4).

В сферической системе координат r, θ, ϕ , начало которой совпадает с центром Земли, а ось — с ее осью вращения, частные решения уравнения Лапласа имеют вид

$$r^k P_n^m(\cos \theta) \begin{cases} \cos \\ \sin \end{cases} (m\phi),$$

где k равно или n , или $-(n+1)$ и $m \leq n$, следовательно,

$$U(r, \theta, \phi) = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (r^n/a^{n-1})(b_n^m \cos m\phi + c_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta) + \\ + \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (a^{n+2}/r^{n+1})(g_n^m \cos m\phi + h_n^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta). \quad (120)$$

Здесь a — радиус Земли, а $b_n^m, c_n^m, g_n^m, h_n^m$ — коэффициенты, с помощью которых можно оптимальным образом аппроксимировать наблюдаемое поле (см. приложение 4). Суммирование начинается с $n = 1$, поскольку значение $n = 0$ в первой сумме соответствует постоянному, или нулевому, полю U , а во второй сумме — магнитному монополю в центре Земли, существование которого нарушает

одно из уравнений Максвелла (15). В формуле (120) отсутствуют также присоединенные функции Лежандра второго рода (Q_n^m), что связано с сингулярностью поля в полюсе $\theta = 0$.

Мы можем разделить все пространство на три области: R_1 — нижнее полупространство, R_2 — тонкий слой верхнего полупространства, прилегающий к поверхности Земли, R_3 — область верхнего полупространства вне R_2 . В области R_2 нет ни одного источника поля, поэтому в ней мы можем записать потенциал U в форме

$$U = U_i + U_e, \quad (121)$$

где U_i и U_e — потенциалы полей, источники которых находятся соответственно в R_1 и R_3 . Так как в R_3 нет источников поля U_i , то во всех точках R_2 и R_3 оно должно удовлетворять уравнению Лапласа. Однако если мы представим это поле с помощью (120), то при ненулевых коэффициентах b_n^m и c_n^m все члены первой суммы с ростом r будут неограниченно расти. Следовательно, в представлении поля U_i в виде суммы гармоник в (120) должно остаться лишь второе суммирование. Точно так же поле, описываемое потенциалом U_e , не имеет источников в R_2 и R_1 и, следовательно, удовлетворяет уравнению Лапласа всюду в R_1 , включая точку $r = 0$. Поэтому в разложении U_e коэффициенты g_n^m и h_n^m должны быть равны нулю, и в результате остается лишь первое суммирование. Отсюда следует, что если потенциал наблюдаемого поля представлен в форме (120), где все коэффициенты определены, то первая сумма должна описывать поле, источники которого находятся в R_3 , а вторая сумма соответствует полю, источники которого расположены в R_1 . Таким образом, зная коэффициенты b_n^m , c_n^m , g_n^m и h_n^m , мы можем с помощью этого метода разделить поле на внутреннее и внешнее.

В связи с этим может возникнуть вопрос о единственности: все ли возможные решения уравнения Лапласа содержатся в (120)? Оказывается, что если выражение (120) описывает потенциал, измеряемый на сфере, то оно содержит все члены, необходимые для описания U всюду, где справедливо само уравнение.

Вместе с тем потенциал U не относится к наблюдаемым величинам. Мы можем измерять лишь компоненты поля $\mathbf{B} = -\nabla U$. Пусть X , Y и Z — соответственно северная, восточная и вертикальная (ось OZ направлена вниз) компоненты поля \mathbf{B} в точке на сфере. Тогда, используя (П40), мы можем записать

$$\begin{aligned} X &= -B_\theta = (1/r) \partial U / \partial \theta, \\ Y &= B_\phi = -(r \sin \theta)^{-1} \partial U / \partial \phi, \\ Z &= -B_r = \partial U / \partial r. \end{aligned} \quad (122)$$

Отметим, что θ и r возрастают соответственно к югу и вверх. Дифференцируя (120) и полагая $r = a$, мы получаем на поверхности

$$X = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [(b_n^m + g_n^m) \cos m\phi + (c_n^m + h_n^m) \sin m\phi] (d/d\theta) P_n^m(\cos \theta), \quad (123)$$

$$Y = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [m(b_n^m + g_n^m) \sin m\phi - m(c_n^m + h_n^m) \cos m\phi] P_n^m(\cos \theta) / \sin \theta, \quad (124)$$

$$Z = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [\{nb_n^m - (n+1)g_n^m\} \cos m\phi + \{nc_n^m - (n+1)h_n^m\} \sin m\phi] P_n^m(\cos \theta). \quad (125)$$

Если X и Z известны для всех точек поверхности Земли, то с помощью одного из методов подбора (см., например, [258]) можно определить множители при $\cos m\phi$ и $\sin m\phi$, а затем найти и коэффициенты b_n^m , c_n^m , g_n^m и h_n^m . Анализ полученных результатов (например, [283]) показывает, что все коэффициенты b и c намного меньше, чем g и h . По мнению Лоуеса [365], они не больше, чем неопределенность в коэффициентах g и h . Таким образом, из разделения главного поля следует, что оно имеет внутреннее происхождение, как и предполагал Гильберт. В работе [341] на основании данных МАГСАТа был сделан вывод о том, что амплитуда внешнего поля составляет 20 нТл.

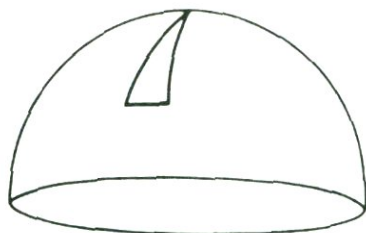
Международное эталонное геомагнитное поле. В геофизике часто оказывается полезным иметь некоторый согласованный международный стандарт для множества наблюдаемых величин. В качестве примеров можно привести Международное нормальное гравитационное поле, модель Джеффриса—Буллена для времен пробега сейсмических волн и модель стандартной атмосферы. Стандартное приближение главного геомагнитного поля называют *Международным эталонным геомагнитным полем* — МЭГП (IGRF: International Geomagnetic Reference Field). Его пересматривают каждые пять лет. В табл. 3 приведены коэффициенты эталонного поля для эпохи 1980. В ней также содержатся скорости изменения первых 80 коэффициентов и, следовательно, вековые вариации, как и само поле, определяются эталонным полем. Лоуес [366] следующим образом сформулировал неопределенности в задании МЭГП: «Мы знаем дипольное поле с точностью до 0,1%, недипольное поле — с точностью около 2% и полное поле — с погрешностью около 0,5%». Таким образом, неопределенность в коэффициентах МЭГП может дать суммарную ошибку в определении поля порядка 250 нТл. Это примерно вдвое превышает среднюю величину локального поля.

Коэффициенты мировой карты для эпохи 1980 [43].

Коэффициенты Гаусса g_n^m и h_n^m выражены в единицах нТл, а скорости их изменения — в нТл/год

n	m	g_n^m	h_n^m	$(d/dt)g_n^m$	$(d/dt)h_n^m$	n	m	g_n^m	h_n^m
1	0	-30001		21,1		9	0	5	
1	1	-1950	5634	12,2	-12,7	9	1	3	-13
						9	2	-4	20
2	0	-2038		-21,6		9	3	-13	7
2	1	3035	-2136	4,6	-12,0	9	4	4	1
2	2	1652	-179	4,5	-24,1	9	5	3	-5
						9	6	-3	11
3	0	1293		-1,8		9	7	3	13
3	1	-2156	-38	-6,8	-0,1	9	8	2	-1
3	2	1244	261	-2,4	2,0	9	9	-2	-1
3	3	851	-235	2,7	-2,9				
						10	0	-7	
4	0	919		-0,7		10	1	1	3
4	1	777	189	-2,5	1,5	10	2	-1	-1
4	2	411	-265	-5,1	0,1	10	3	1	2
4	3	-428	69	-3,5	3,9	10	4	-3	2
4	4	224	-289	-2,2	-1,3	10	5	9	-9
						10	6	8	3
						10	7	-1	-3
5	0	-216		-1,9		10	8	1	5
5	1	354	74	-1,3	3,7	10	9	4	3
5	2	261	147	1,1	0,6	10	10	0	-6
5	3	-66	-149	-4,0	-1,0				
5	4	-173	-71	-1,2	1,9				
5	5	-52	101	-0,1	1,3	11	0	1	
						11	1	-3	-1
6	0	51		1,3		11	2	-7	4
6	1	57	-15	0,3	1,3	11	3	4	-4
6	2	47	98	3,7	0,0	11	4	-4	-2
6	3	-194	75	2,6	-0,2	11	5	-1	3
6	4	6	-44	1,1	-0,4	11	6	-1	0
6	5	17	2	1,1	0,7	11	7	-1	2
6	6	-104	27	0,4	2,1	11	8	3	1
						11	9	-4	-2
						11	10	-1	-1
						11	11	1	1
7	0	65		0,0					
7	1	-55	-71	-0,8	-2,5	12	0	-1	0
7	2	7	-24	0,9	0,0	12	1	6	4
7	3	17	9	-0,4	1,0	12	2	-3	0
7	4	-17	8	0,6	-0,5	12	3	0	-3
7	5	-1	12	0,6	-0,9	12	4	1	2
7	6	16	-17	0,2	0,2	12	5	-2	-4
7	7	9	-14	0,9	-0,2	12	6	0	3
						12	7	-1	-2
8	0	13		0,2		12	8	-1	0
8	1	8	12	-0,1	-0,3	12	9	-1	1
8	2	-4	-21	0,3	-0,6	12	10	0	-3
8	3	-5	11	0,0	-0,2	12	11	-1	1
8	4	-12	-20	-0,2	-0,1	12	12	1	1
8	5	0	10	-0,7	0,6				
8	6	-1	7	-0,2	-1,3				
8	7	10	-13	-0,1	-0,2				
8	8	3	-13	-0,5	0,2				

Рис. 28. Треугольник, по которому производится интегрирование для вычисления компоненты Y по известной компоненте X .



Непотенциальное поле. Отметим, что сочетания коэффициентов в (123) и (124) идентичны. Если северная компонента поля известна, то, измеряя восточную компоненту, мы не получаем никакой дополнительной информации. Это связано с предположением о том, что в нижней атмосфере токи не текут. Рассмотрим сферический треугольник, одной вершиной которого является северный полюс, а две другие лежат недалеко друг от друга на одной широте (рис. 28). Если через треугольник токи не протекают, то, согласно (13) и (П27),

$$\int \operatorname{rot} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} = 0. \quad (126)$$

Отсюда следует, что линейный интеграл вдоль параллели, представляющий собой среднее значение Y , умноженное на соответствующее расстояние, равен разности между линейными интегралами вдоль меридианов от компоненты X .

Предположение об отсутствии токов через поверхность полностью подтверждается измерениями токов на границе между атмосферой и Землей [119]. В районах, где наблюдается хорошая погода, плотность тока составляет около $4 \text{ мкА} \cdot \text{км}^{-2}$. При грозах образуется проводящая цепочка. Однако, если бы даже все грозы прошли в одном полушарии, максимальное поле, вызванное соответствующим током, не превысило бы $0,03 \text{ нТл}$.

Тем не менее тщательный анализ главного поля, выполненный в 20-х годах, показал, что существует большое различие между потенциалами, вычисленными по X - и Y -компонентам. Для объяснения кажущегося тока, о существовании которого можно судить по его магнитным проявлениям, но который нельзя обнаружить непосредственно, были предложены несложные теории. Однако с улучшением качества мировых магнитных карт после примерно 1950 г. эта разность уменьшилась и теперь ясно, что величина непотенциального поля чрезвычайно мала.

Отсутствие непотенциального (или тороидального) поля можно использовать как тест для проверки выполнения уравнений Максвелла. Наблюдаемые результаты указывают на отсутствие отклонений от классической модели [632].

Конечно, по одной восточной компоненте нельзя судить о коэффициентах с $m = 0$ и, следовательно, знания компонент Y и Z недостаточно для определения внутренней и внешней частей поля. Однако если предположить, что поле имеет полностью внутреннее происхождение, то для его нахождения достаточно знания или X - или Z -компоненты.

Значение отдельных членов разложения. Рассмотрим теперь более подробно отдельные члены в представлении (120). Опуская коэффициенты b и c и записывая присоединенные полиномы Лежандра в явном виде, получим [после применения нормировки Шмидта (П90)]

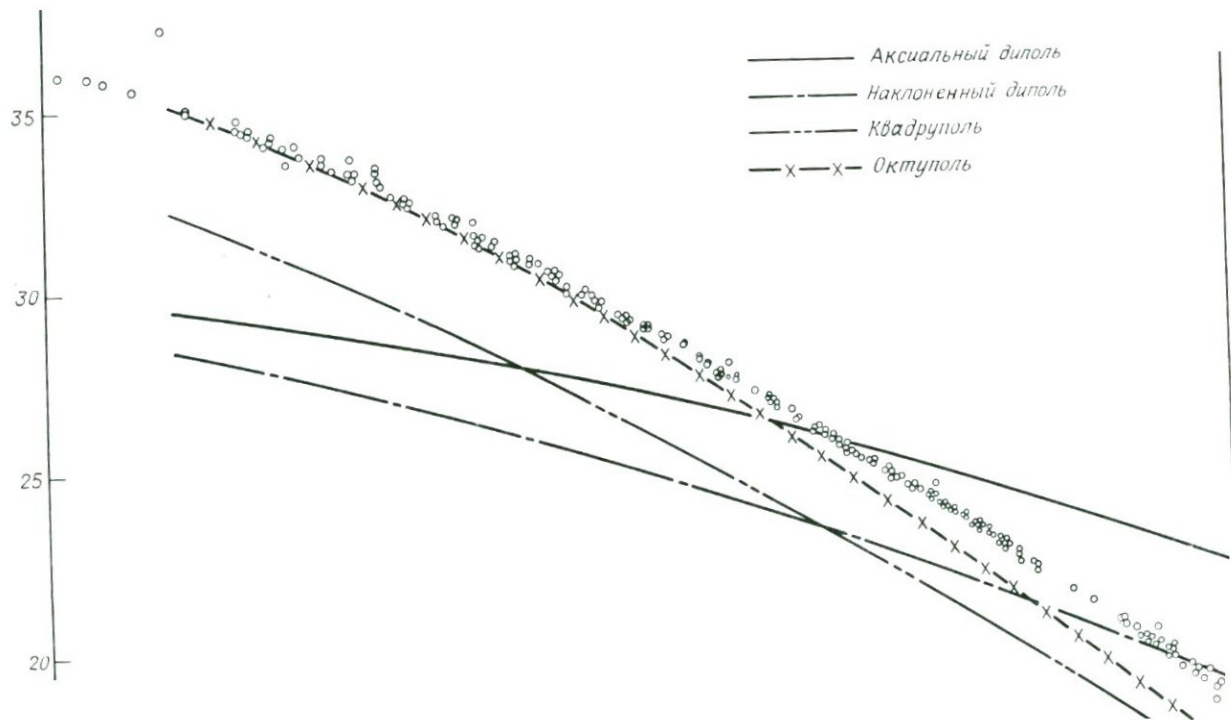
$$\begin{aligned}
 U = & g_1(a^3/r^2) \cos \theta + (a^3/r^2)(g_1^1 \cos \phi + h_1^1 \sin \phi) \sin \theta + \\
 & + (a^4/r^3)g_2^1 \frac{1}{2}(3 \cos^2 \theta - 1) + \\
 & + (a^4/r^3)(g_2^1 \cos \phi + h_2^1 \sin \phi)(3)^{1/2} \sin \theta \cos \theta + \\
 & + (a^4/r^3)(g_2^2 \cos 2\phi + h_2^2 \sin 2\phi)(3/4)^{1/2} \sin^2 \theta + \dots \quad (127)
 \end{aligned}$$

Коэффициенты в (127) называют *коэффициентами Гаусса*. Первый член представляет диполь с моментом

$$m = (4\pi/\mu_0)a^3 g_1,$$

ось которого совпадает с осью системы координат, т. е. с осью вращения Земли. Второй член соответствует диполю, расположенному в экваториальной плоскости в направлении точки с долготой $\arctg(h_1^1/g_1^1)$. Таким образом, объединив два первых члена, можно получить поле наклоненного диполя, составляющего с осью вращения угол $\arctg\{[(g_1^1)^2 + (h_1^1)^2]^{1/2}/g_1^1\}$.

Следующие три члена, содержащие множитель r^{-3} , составляют поле квадруполь. Первый из них связан с осесимметричным квадруполем, т. е. двумя аксиальными диполями, направленными вдоль оси в противоположных направлениях. Второй член соответствует аксиальным диполям, расположенным в экваториальной плоскости, а третий — экваториальным диполям в этой же плоскости. Следующие пять членов, зависящие от r^{-4} , представляют октупольную часть поля. Таким образом, с помощью мультиполей все более высокого порядка, расположенных в центре Земли, можно давать все более подробное описание поля. На рис. 29 показано,



как можно представить данные, приведенные на рис. 1, с помощью различных аппроксимаций поля.

Дипольный и квадрупольный члены определяют эксцентричный диполь. Однако последний обладает только шестью степенями свободы (три координаты, два угла и момент). Таким образом, если сдвинуть начало системы координат в точку расположения эксцентричного диполя (ее часто называют *магнитным центром*,) а ось направить так, чтобы она совпала с осью диполя, то коэффициенты $g_1^1, h_1^1, g_2^1, h_2^1$ можно сделать равными нулю (в отличие от g_2^2 и h_2^2) [51].

Дипольное поле. Вернемся к рассмотрению центрального, или наклоненного, диполя. Две противоположные точки, в которых его ось пересекает поверхность Земли, называются *геомагнитными полюсами*. В соответствии с МЭГП для эпохи 1980 северный геомагнитный полюс имеет координаты $78,8^\circ$ с.ш. и $70,9^\circ$ з.д. Геомагнитные полюса отличаются от *магнитных полюсов*, которые определяются как точки, в которых усредненное по времени магнитное поле направлено вертикально. Геомагнитные полюса находят в результате анализа мировых данных и определения первых двух членов в представлении (127). В то же время магнитные полюса могут быть найдены только путем непосредственных измерений, поскольку на их положение влияют не только квадруполь и более высокие гармоники главного поля, но и локальное поле, особенно в тех точках, где горизонтальная компонента главного поля мала.

Ни один из упомянутых выше полюсов не имеет ничего общего с полюсами (монополями) магнита. Модель, которую иногда рисуют в научно-популярных книжках, — длинный магнит, пронзающий Землю от самых северных до самых южных широт, — совершенно неправильная.

Диаметр, соединяющий геомагнитные полюса (*геомагнитная ось*), можно принять за ось геомагнитных координат точно так же, как ось вращения Земли служит отправной осью для определения геоцентрических широты и долготы. Окружность наибольшего диаметра, лежащая на пересечении плоскости, перпендикулярной геомагнитной оси, и поверхности Земли, называется *геомагнитным экватором*. *Геомагнитная широта* определяется как угловое расстояние в меридиональной плоскости между рассматриваемой точкой и экватором. Для определения геомагнитной долготы требуется такое же начало отсчета, каким является Гринвич для географической долготы. За начало отсчета в данном случае принят географический южный полюс, так что нулевой геомагнитный

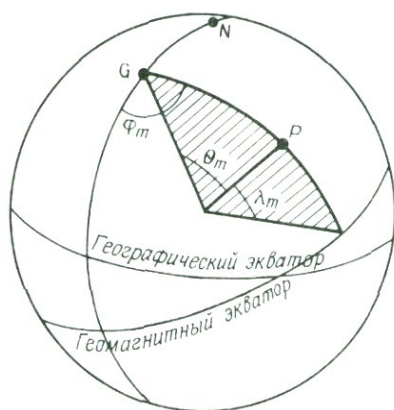


Рис. 30. Геомагнитные координаты: G и N — геомагнитный и географический северные полюса; λ_m , θ_m и ϕ_m — геомагнитные широта, дополнение к широте и долгота соответственно.

меридиан — это меридиан, проходящий через геомагнитные полюса и географический южный полюс. Эти характерные точки и линии изображены на рис. 30.

Геомагнитный меридиан, проходящий через подсолнечную точку, определяет геомагнитный полдень, а противоположный ему меридиан — геомагнитную полночь. Угол между меридианом геомагнитной полночи и меридианом, проходящим через заданную точку, определяет *геомагнитное время* в данной точке.

Чепмен [126] предпочитает терминам «геомагнитный» и «магнитный» в приведенных выше названиях соответственно «дипольный» и «наклоненный».

Виртуальный геомагнитный диполь. Если полное поле, наблюдаемое в точке P, обусловлено центральным диполем, то направление и момент диполя можно определить по напряженности поля в этой точке. Пусть θ_m , ϕ_m — дополнение геомагнитной широты и магнитная долгота точки P; θ , ϕ — аналогичные географические координаты этой точки; θ_g , ϕ_g — дополнение географической широты и долгота геомагнитного полюса G (рис. 31). Потенциал, создаваемый в точке P диполем с моментом m , равен

$$U = -m'r^{-2} \cos \theta_m,$$

где $m' = (\mu_0/4\pi)m$. Соответственно компоненты поля в этой точке имеют вид

$$Z = 2m'a^{-3} \cos \theta_m, \quad (128)$$

$$H = m'a^{-3} \sin \theta_m, \quad (129)$$

$$D = \angle NPG. \quad (130)$$

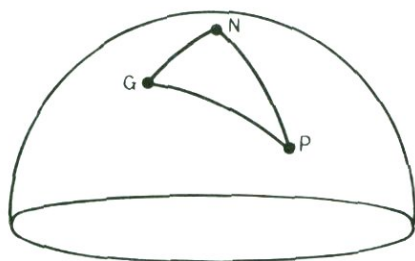


Рис. 31. Сферический треугольник, образованный географическим северным полюсом N , геомагнитным северным полюсом G и точкой P , магнитное поле в которой известно.

Следовательно, геомагнитная широта вычисляется по формуле

$$\operatorname{tg} \lambda_m = \operatorname{ctg} \theta_m = \frac{1}{2} Z/H = \frac{1}{2} \operatorname{tg} I. \quad (131)$$

Если координаты точки P и поле в ней известны, то положение геомагнитного полюса G можно найти с помощью формул (П57) и (П59):

$$\cos \theta_g = \cos \theta_m \cos \theta + \sin \theta_m \sin \theta \cos D,$$

$$\sin(\phi_g - \phi) = \sin D \sin \theta_m (\sin \theta_g)^{-1}.$$

Зная θ_m , с помощью (128) или (129) можно определить момент диполя. Его можно вычислить и по формуле

$$m' = a^3 \{Z^2/4 + H^2\}^{1/2}.$$

Диполь, определенный таким образом на основании измерений поля в одной точке, называют *виртуальным*, а соответствующие геомагнитные полюса — *виртуальными полюсами*. Они широко используются в палеомагнетизме.

Недипольное поле. Недипольное поле — это просто главное поле за вычетом поля центрального диполя. Оно аппроксимируется всеми членами из табл. 3, за исключением первых трех. Дипольное и недипольное поля ведут себя несколько по-разному, и есть основания считать, что каждое из них имеет свой физический источник. На рис. 32—34 приведены карты компонент недипольного поля. Отметим сравнительно малую амплитуду этого поля над экваторией Тихого океана.

Продолжение поля вверх и вниз. Поскольку представление (127) применимо во всей области, свободной от источников, довольно просто предсказать поле над и под поверхностью Земли. Вне Земли его можно определить, дифференцируя (127) и подставляя соответствующее значение (a/r) . Дипольное поле убывает как r^{-3} , тогда как другие члены уменьшаются еще быстрее. Продолжение поля

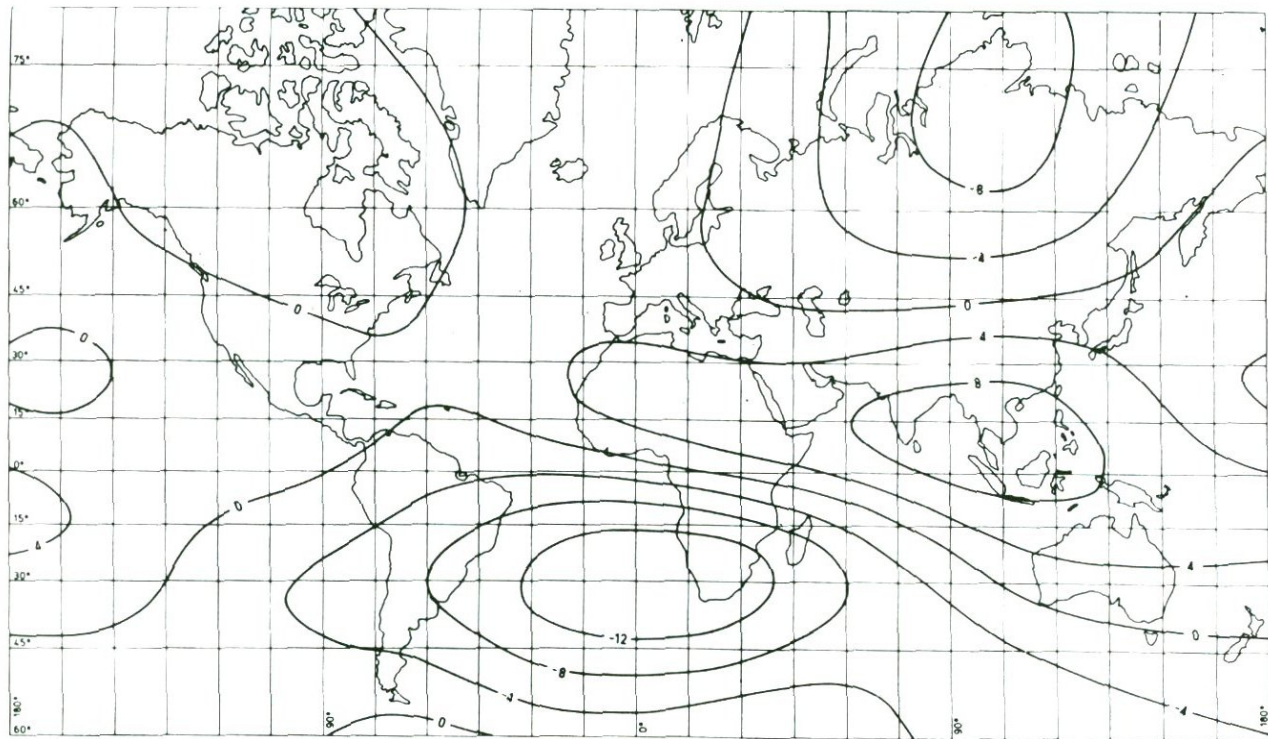


Рис. 32. Карта северной компоненты недипольного поля, вычисленного в соответствии с моделью из работы [43]. Интервал между изолиниями составляет 4 мкТл.

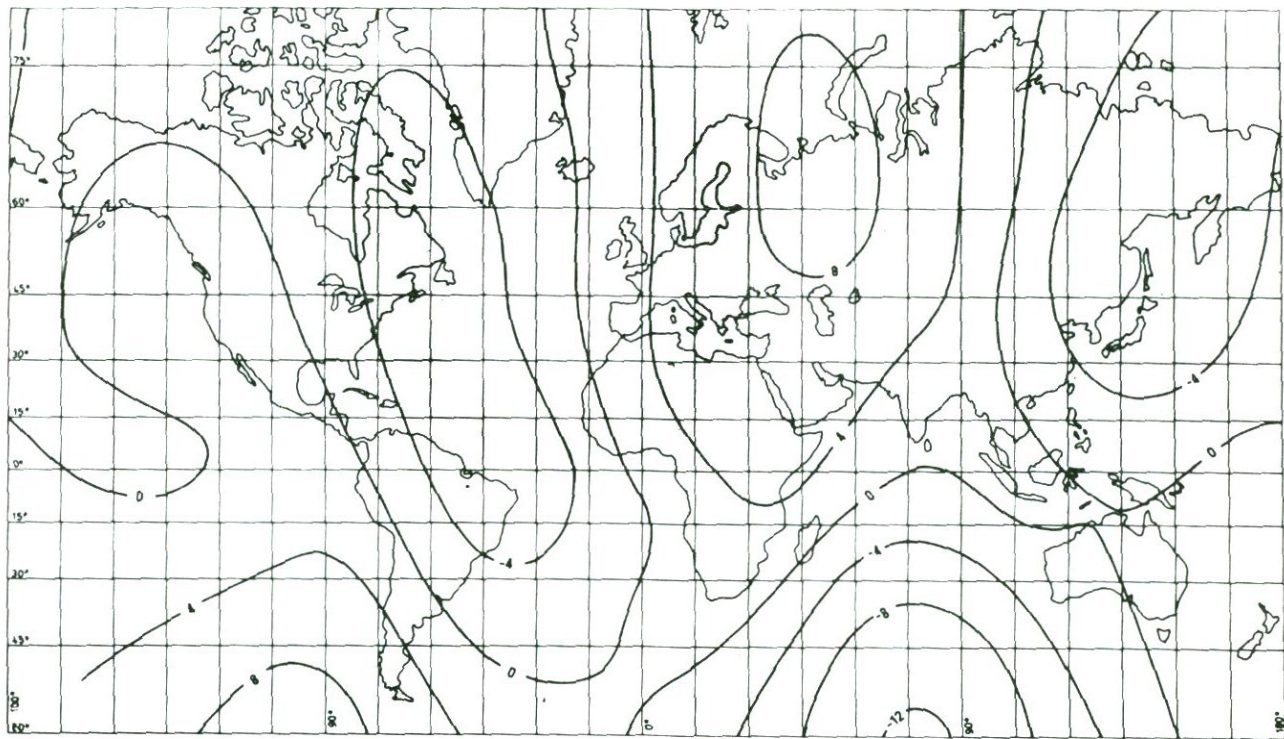


Рис. 33. Карта восточной компоненты недипольного поля, вычисленного в соответствии с моделью из работы [43]. Интервал между изолиниями составляет 4 мкТл.

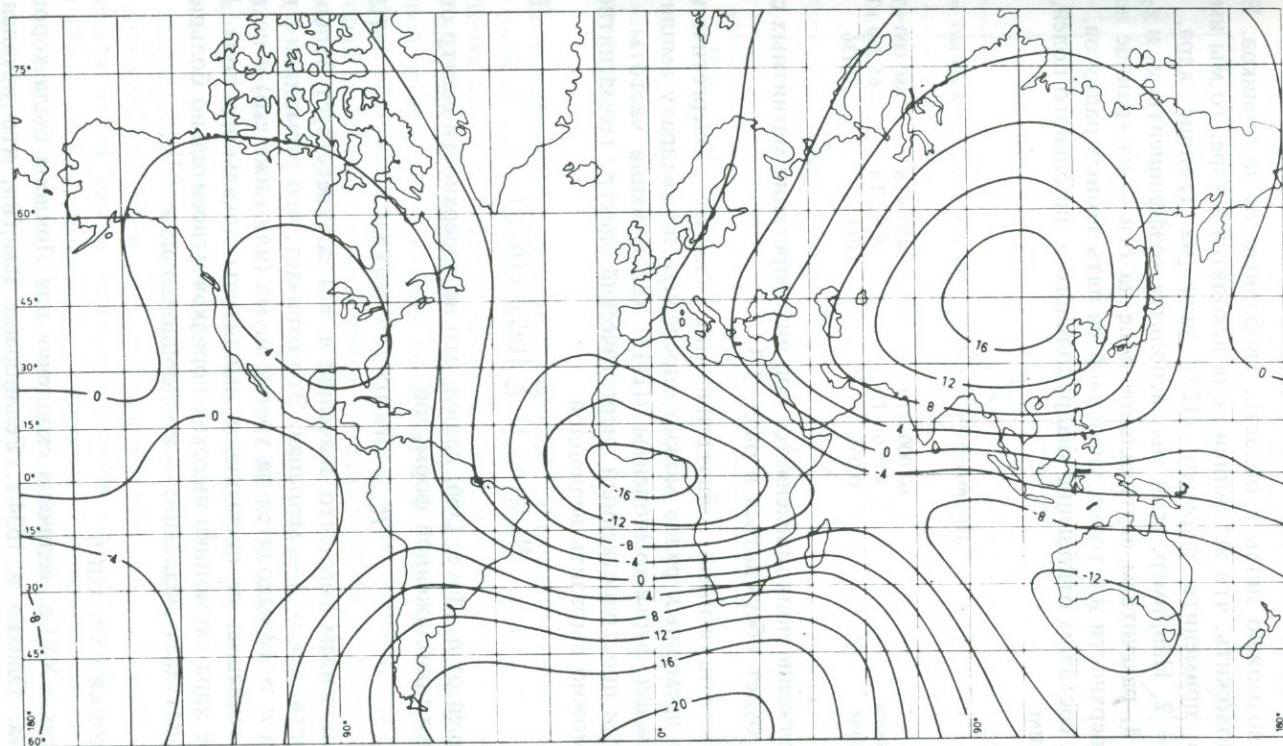


Рис. 34. Карта вертикальной компоненты недипольного поля, вычисленного в соответствии с моделью из работы [43]. Интервал между изолиниями составляет 4 мкТл.

вниз возможно лишь в область, свободную от источников. Если предположить, что источники поля находятся в ядре, то мы имеем право применить формулу (127) даже на границе ядра, где $(a/r) \approx 2$. Например, если мы, используя коэффициенты g_1 и g_2 из табл. 3, рассчитаем вертикальное поле на оси — на границе ядра, на поверхности и в точке, удаленной на пять земных радиусов, — а затем составим отношение квадрупольного и дипольного полей, то получим

	Поверхность ($a/r = 1$)	$5R_E$ ($a/r = 0,2$)	Ядро ($a/r = 2$)
Диполь	60 000 нТл	480 нТл	480 000 нТл
Квадруполь	4 076 нТл	6,5 нТл	65 216 нТл
Отношение	0,068	0,014	0,136

Продолжение поля применяется при интерпретации магнитных съемок и будет обсуждаться в разд. 3.3.

ПРОСТРАНСТВЕННЫЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР. Энергетический спектр временных рядов можно определить по квадрату амплитуды каждой фурье-компоненты (П113) как функции частоты. По аналогии пространственный энергетический спектр геомагнитного поля можно выразить величиной

$$R_m = (n+1) \sum_{m=0}^n [(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2],$$

зависящей от n . Лоуес [366] нашел, что на поверхности спектр описывается приближенной формулой

$$R_m = 40 \times 10^9 e^{-1,5n} (\text{нТл})^2 \quad (132)$$

за исключением того, что значению $n = 1$ соответствует большая мощность, а $n = 2$ — меньшая. Это означает, что гармоники с номерами $n > 10$ находятся на уровне шума (или ниже его) и по порядку величины не превышают амплитуды локального поля. На границе ядра гармоники высоких порядков относительно больше и спектр затухает медленнее — пропорционально $e^{-0,11n}$.

2.2. ВЕКОВАЯ ВАРИАЦИЯ

В конце XVI в. величина склонения для Лондона была хорошо известна. Однако в 1634 г. Геллибранд заметил, что начиная с 1580 г. оно медленно изменялось. За это время склонение уменьшилось от $+11,3$ до $+4,1^\circ$ [128, с. 910].

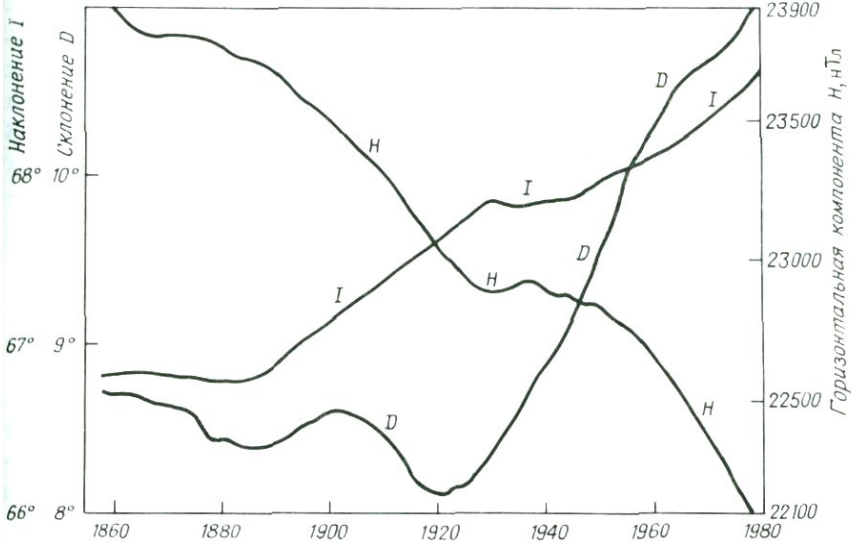


Рис. 35. Вековая вариация в обсерваториях Мельбурна и Туланги (с поправкой на Туланги) за 120 лет. [Данные любезно предоставлены Управлением минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра.]

Если зарегистрированные в обсерватории среднегодовые значения любого элемента нанести на график зависимости от числа лет, то точки лягут на плавную кривую, которая в некоторые десятилетия идет вверх, а в другие — вниз. Случайные изменения наклона кривой происходят в течение нескольких лет. На рис. 35 показаны графики временной зависимости среднегодовых значений для обсерваторий в Мельбурне и Туланги (с поправкой на величину этого элемента в Туланги, в 80 км от Мельбурна). Это медленное изменение, происходящее в течение многих лет, называют *вековой вариацией* (secular variation — латинское слово «seacularis» означает «век» или «поколение»), или *вековым ходом*. Чтобы показать связь между типичной вековой вариацией и другими полями, на рис. 1 мы нарисовали стрелку согласно данным обсерватории Туланги. Ее длина (820 нТл) пропорциональна вековому ходу H за 50 лет. В северной части карты вековая вариация составляет всего лишь 500 нТл и плавно изменяется с широтой. Вековой ход в соседних точках практически одинаков независимо от величины локального поля. Следовательно, вековая вариация является характерной особенностью главного, а не локального поля. Разность значений между двумя соседними станциями обычно остается постоянной.

Однако, когда мы чертим графики изменений H в соседних точках с различным склонением, необходимо помнить, что эти вариации относятся к немного отличающимся направлениям. Точно так же, нанося на график изменения D , мы фактически строим графики вариаций в точках с различной горизонтальной составляющей. В работе [188] было отмечено, что кажущиеся аномалии в вековых вариациях H и D могут быть обусловлены эффектами чисто «геометрических» локальных аномалий.

В первом приближении

$$\begin{aligned}\partial H/\partial t &= \partial H_n/\partial t + H(\partial D/\partial t) f_D, \\ \partial D/\partial t &= (1/H)[(\partial D/\partial t) H_n - f_D(\partial H/\partial t)],\end{aligned}$$

где H_n , D — горизонтальная составляющая и склонение главного поля, а f_D — аномалия локального поля в склонении. Этот эффект может привести к ложным аномалиям вековой вариации (или любой другой временной вариации) на картах $\partial H/\partial t$, $\partial D/\partial t$, $\partial I/\partial t$ или $\partial T/\partial t$.

Если начертить графики компонент X , Y или Z , «привязанных» к фиксированным направлениям, то подобного эффекта не обнаружится. Сривастава и Аббас [544] объяснили некоторые аномалии вековых вариаций, обнаруженные в Индии, именно этой причиной.

Морфология вековой вариации. Вековые вариации компонент X , Y и Z , измеренные в единицах нТл/год, можно анализировать, как и главное поле, с помощью сферических гармоник. При анализе главного поля (такого, как МЭГП) обычно исследуют скорость изменения коэффициентов Гаусса. На рис. 36—39 приведены мировые карты вековой вариации, которые называют *картами изопор*. Эти карты основаны на анализе, проведенном в работе [43] для эпохи 1980.

Нагата [417] считает, что вековую вариацию можно адекватно описать, опираясь на четыре явления:

1. Уменьшение магнитного момента диполя, описываемое коэффициентами $\partial g_1/\partial t$, $\partial g_1^1/\partial t$, $\partial h_1^1/\partial t$.
2. Западный дрейф недипольного поля (обсуждается ниже).
3. Сдвиг аномального диполя к северу, который описывается коэффициентом $\partial g_2/\partial t$.
4. Отсутствие дрейфа вековой вариации.

Стоит более подробно остановиться на некоторых особенностях карт изопор. Первая из них состоит в том, что в случае вековой вариации дипольные члены не являются доминирующими, как это было при анализе главного поля. Соответственно и изменения ди-

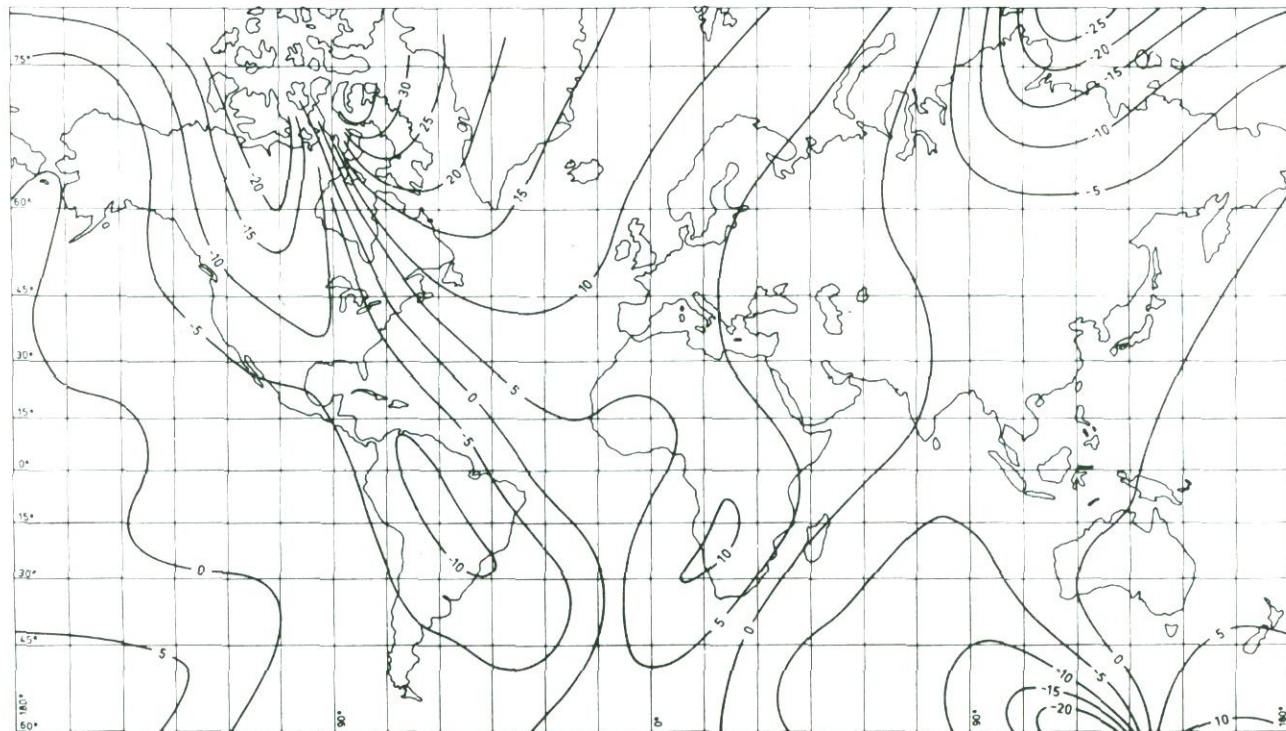


Рис. 36. Карта вековой вариации склонения для эпохи 1980, построенная по модели Баркера и др. [43]. Интервал между изолиниями равен $5'$ /год.

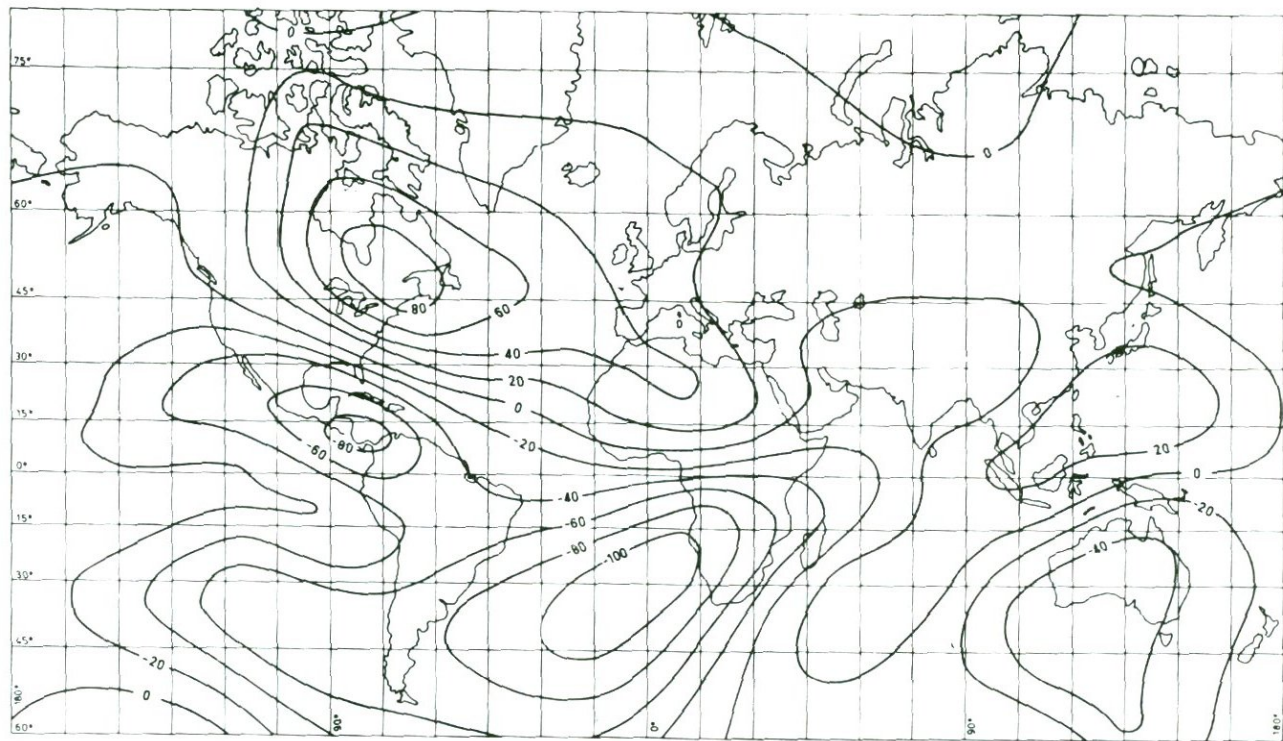


Рис. 37. Карта вековой вариации горизонтальной составляющей для эпохи 1980, построенная по модели Баркера и др. [43]. Интервал между изолиниями равен 20 нТл/год.

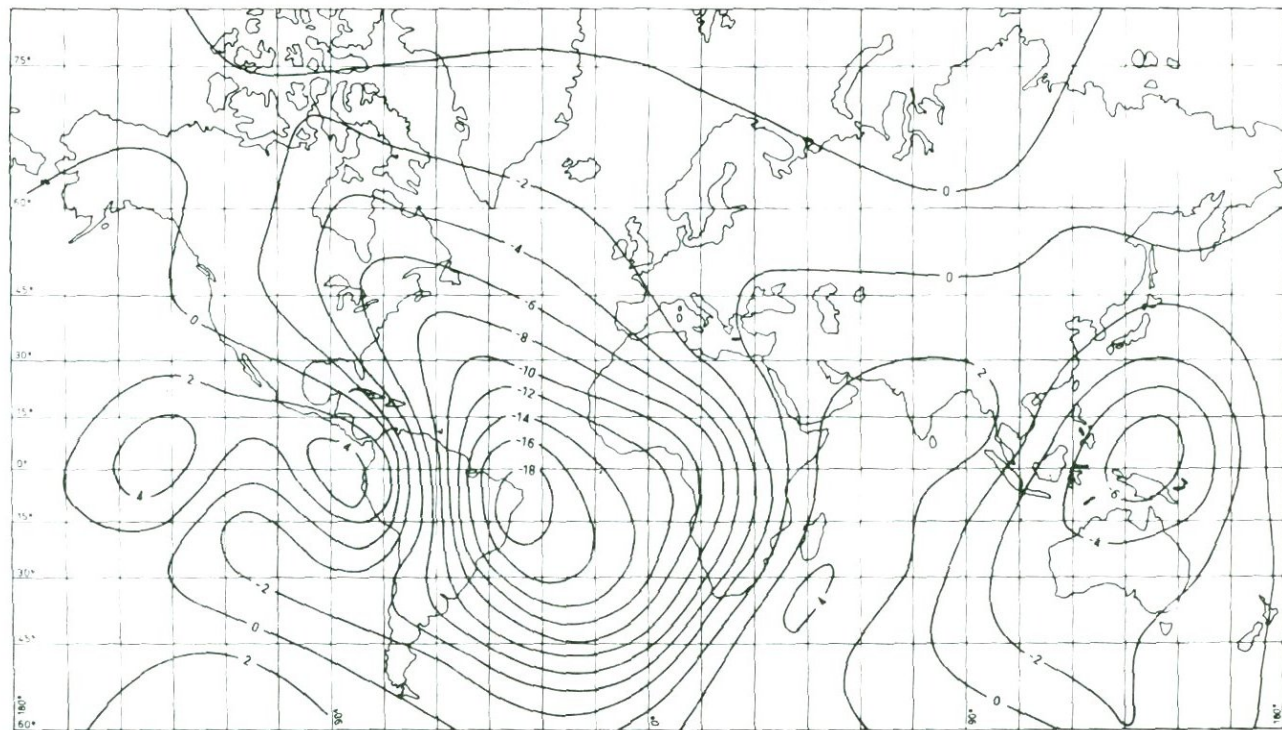


Рис. 38. Карта вековой вариации наклоения для эпохи 1980, построенная по модели Баркера и др. [43]. Интервал между изолиниями равен 2'/год.

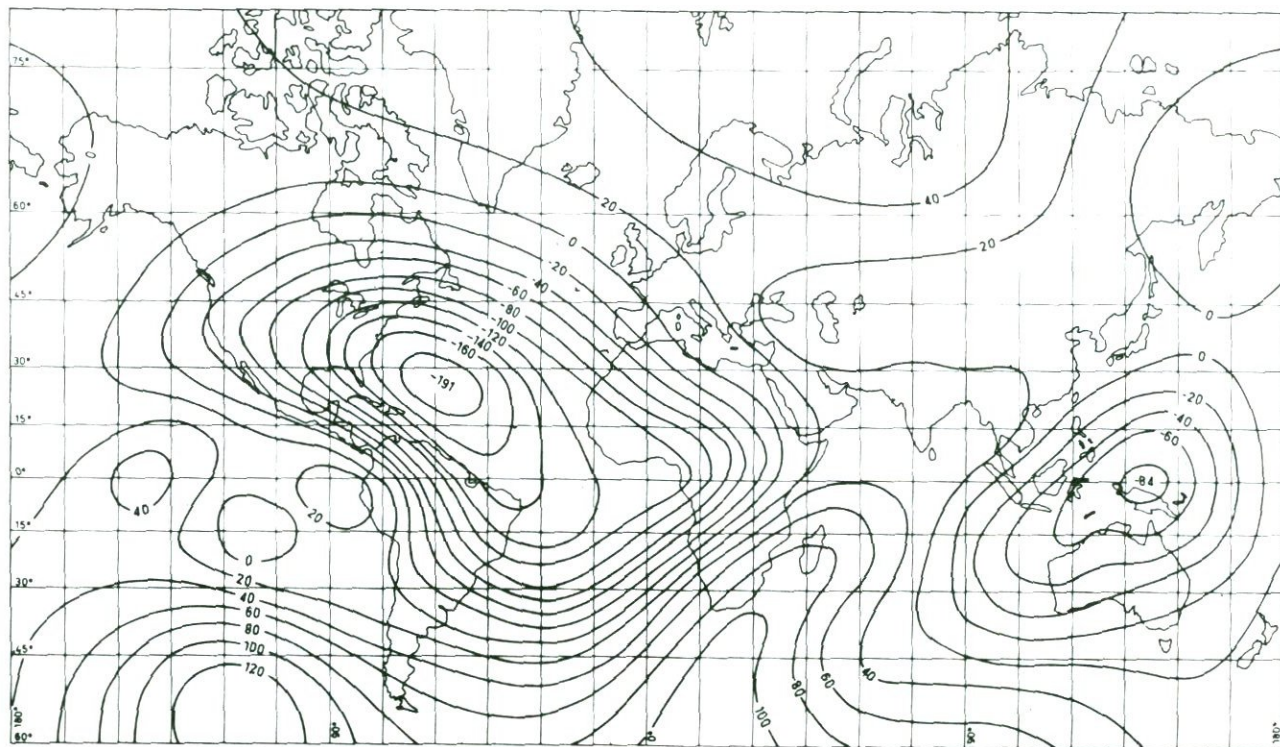


Рис. 39. Карта вековой вариации вертикальной составляющей для эпохи 1980, построенная по модели Баркера и др. [43]. Интервал между изолиниями равен 20 нТл/год.

польного поля намного меньше, чем недипольного. Спектр гауссовых коэффициентов для вековой вариации спадает с ростом номера гармоник (n) значительно медленнее, чем в случае главного поля. Лоуес [366] указал, что экстраполяция на границу ядра дает вариацию поля, почти не зависящую от n (т. е. белый спектр).

Дипольные члены разложения вековой вариации относительно меньше, чем недипольные. Однако, несмотря на это, уменьшение амплитуды дипольного члена довольно значительно. За столетие она изменяется на 8% — очень быстро для глобального геофизического явления. Из табл. 4 видно, что дипольное поле становится слабее, а недипольное поле, наоборот, усиливается. Макдональд и Ганст [393] объяснили вековую вариацию переходом части энергии дипольного поля в недипольное.

Второй особенностью карт изопор является наличие областей, где скорость изменений максимальна. Такие области называют *фокусами изопор*. Фокусы поворачиваются на запад со скоростью долей градуса в год. Однако многие из них находятся в районах океанов и до последнего времени их точное определение было затруднено.

Третья особенность карт изопор состоит в том, что амплитуда вековой вариации в полушарии, где находится Тихий океан, обычно меньше, чем в другом полушарии Земли. На этот район не приходится ни один из фокусов карты изопор. Недипольное поле там также ослаблено. Неясно, является ли это характерной особенностью или же временным состоянием региона. Юкутаке и Тачинака [642] восстановили поведение главного поля вплоть до XVI в. Они обнаружили, что в северной части Тихого океана в XVIII в. была большая аномалия главного поля, что привело их к выводу о существовании в то время значительной вековой вариации. Дункан [180] отметил, что разброс виртуальных полюсов на островах Общества указывает на то, что слабая вековая вариация, которую считают типичной для Тихого океана, характерна лишь в последнее время для Гавайских островов и совсем не характерна для островов Общества или острова Пасхи. С другой стороны, Кокс и Кейн [149] считают, что Тихий океан в течение миллионов лет был спокойной зоной. Они отмечают, что о низком уровне вековой вариации можно говорить, рассматривая периоды времени в сотни или тысячи лет, а не десятилетия, по которым результаты измерений усредняются в обсерваториях. Доэл и Кокс [176] после тщательного изучения всех имеющихся данных пришли к такому же выводу. Обсерватории, расположенные в районе Тихого океана, не обнаруживают аномально низкого уровня вековой вариации [128, с. 132],

но их очень мало, а информация, основанная на палеомагнитных исследованиях, поступает главным образом с Гавайских островов. В целом этот вопрос следует пока считать открытым.

ВРЕМЕННОЙ СПЕКТР ВЕКОВОЙ ВАРИАЦИИ. Вековую вариацию можно отделить от более быстрых вариаций внешнего происхождения по ее временному спектру. Ее обычно определяют как вариацию, выделенную по среднегодовым значениям. Однако совсем не очевидно, что это определение автоматически разделяет изменения во времени на вариации внутреннего и внешнего происхождения. Во время магнитных бурь среднее значение поля, наблюдающегося на поверхности Земли, не равно нулю. Хотя сами бури длятся лишь несколько дней, их частота увеличивается в моменты максимума солнечной активности (повторяющиеся каждые 11 лет) и уменьшается во время минимума. Соответствующая 11-летняя периодичность среднегодовых значений не связана ни с главным полем, ни с его вариациями. Карри [160] описал 11-летнюю (SC) и 22-летнюю (DSC) вариации, а также вариации с другими периодами, в частности вариацию с периодом 6,07 лет, которая, как он считает, связана с внутренним источником. Олдридж [18] отметил, что период DSC-вариаций не точно вдвое больше периода SC-вариаций, поэтому их нельзя объяснять как следствие большого и малого циклов солнечной активности. Он считает, что обычно вариации с периодами меньше 13 лет связаны с внешними источниками, а с более длинными периодами — с внутренними источниками.

Было опубликовано много работ, посвященных различной периодичности вековых вариаций. Карри [160] с помощью методов максимальной энтропии (см., например, [1]) обнаружил заметный максимум, повторяющийся каждые 58 лет. Длина ряда данных, регистрируемых обсерваториями, недостаточна для того, чтобы надежно выявить более продолжительные периоды. По археомагнитным данным выделяются периоды 450, 600, 1800, 8000 и, возможно, 10000 лет [383]. Однако ни одна из этих периодичностей не подвергалась серьезной проверке на статистическую значимость. Они вполне могут быть случайными максимумами в более или менее непрерывном частотном спектре. Кажется ясным, что между спектрами дипольной и недипольной вариаций существует большое различие. Недипольные вариации происходят в масштабах столетий (и составляют большую часть того, что мы называем вековой вариацией по данным обсерваторий), в то время как временной масштаб дипольных вариаций — тысячелетия и более. Однако в своей недавней работе Юкутаке усомнился в этом (см. [395]). Выделение недипольных вариаций усреднением по интервалу времени 10^3

или 10^4 лет является центральным фактом концепции палеомагнитных полюсов, которая будет обсуждаться в разд. 3.2 (см., однако, [153]).

Западный дрейф. В конце XVII в. Эдмунд Галлей высказал замечательное предположение, что вековой ход геомагнитного поля можно объяснить его западным дрейфом. С тех пор эта гипотеза стала общепринятой. Западный дрейф наиболее заметен по перемещениям на запад фокусов изопор.

Если записать потенциал внутреннего поля на поверхности Земли в виде [см., например, уравнение (120)]

$$U = a \sum_{n,m} P_n^m(\cos \theta) C_n^m \cos m(\phi - \psi_n^m) \quad (133)$$

где (опуская индексы) C и ψ выражают через гауссовы коэффициенты

$$\begin{aligned} C^2 &= g^2 + h^2, \\ \operatorname{tg} m\psi &= h/g, \end{aligned}$$

то восточный дрейф каждой гармоники можно представить с помощью производной $\dot{\psi}$ по времени, т. е.

$$\dot{\psi} = (\dot{h}g - \dot{g}h)/mC^2, \quad (134)$$

а относительное изменение амплитуды — формулой

$$\dot{C}/C = (\dot{g}g + \dot{h}h)/C^2. \quad (135)$$

Таблица 4

Вековая вариация главных коэффициентов Гаусса, выраженная в виде относительного изменения амплитуды и восточного дрейфа

n	m	$\dot{C}/C \cdot 10^{-3}$	$\dot{\psi}$, рад/год $\times 10^{-3}$	$\dot{\psi}$, мин. дуги в год
1	0	-0,70		
1	1	-2,68	-1,22	-4,2
2	0	10,59		
2	1	2,87	-1,94	-6,7
2	2	4,28	-6,48	-22,3
3	0	-1,40		
3	1	3,06	-0,49	-1,7
3	2	-1,53	0,96	+3,3
3	3	3,83	-0,78	-2,7
4	0	-0,76		
4	1	-2,59	2,55	+8,8
4	2	-8,97	-2,72	-9,4
4	3	9,36	-2,51	-8,6
4	4	-0,81	-1,75	-6,0

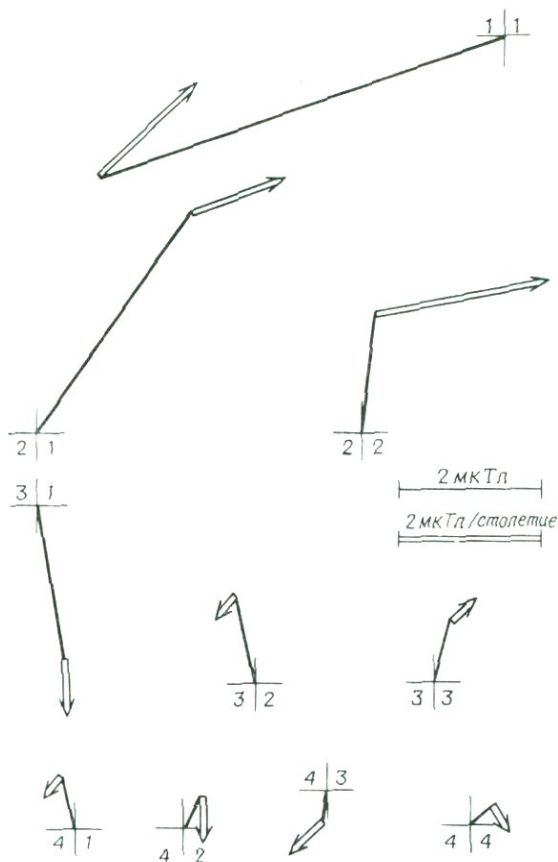


Рис. 40. Главные незональные гармоники, представленные в виде векторов в системе прямоугольных координат, в которой s_n^m откладывается по вертикали (ось направлена вверх), а h_n^m — по горизонтали (ось направлена влево). Двойная стрелка обозначает вековой ход за столетие. Вращение вектора по часовой стрелке соответствует западному дрейфу.

В табл. 4 приведены значения $\dot{\psi}$ (в минутах дуги в год) и \dot{C}/C , полученные с помощью коэффициентов Гаусса и их производных по времени [43]. Ясно, что простой западный дрейф не является достаточным для описания вековой вариации. Часто также заметны изменения амплитуды, и некоторые гармоники обнаруживают тенденцию к движению на восток, хотя западный дрейф преобладает. На рис. 40 эти результаты показаны в графической форме.

Юкутаке и Тачинака [642] рассмотрели модель, в которой каждая гармоника была разделена на две части: стационарную и дрейфующую вдоль параллелей. Они записали (133) в форме

$$U = a \sum_{n,m} P_n^m(\cos \theta) [F_n^m \cos(m\phi + \psi_n^m) + K_n^m \cos m(\phi + v_n^m t + \tau_n^m)], \quad (136)$$

где F_n^m , K_n^m — соответственно амплитуды стационарной и дрейфующей частей, ψ_n^m и τ_n^m — фазовые углы. Каждая гармоника могла иметь свою скорость дрейфа, но при получении численной оценки они считали, что v_n^m зависит только от m . Вековая вариация может быть связана только со вторым членом в (136) и пропорциональна величине

$$m v_n^m K_n^m \sin m(\phi + v_n^m t + \tau_n^m).$$

Таким образом, оценку v_n^m для каждой гармоники можно получить, определив наблюдаемую скорость векового хода с помощью карт изопор для различных эпох. Сравнивая (136) и (120), мы видим, что коэффициенты Гаусса можно представить в виде

$$\begin{aligned} g_n^m(t) &= F_n^m \cos \psi_n^m + K_n^m \cos m(v_n^m t + \tau_n^m), \\ h_n^m(t) &= -F_n^m \sin \psi_n^m + K_n^m \sin m(v_n^m t + \tau_n^m). \end{aligned} \quad (137)$$

Юкутаке и Тачинака использовали эти коэффициенты при проведении анализа данных за период от 1600 до 1965 г. Минимизируя квадраты разностей между правыми частями (137) и коэффициентами Гаусса, они смогли получить наилучшие оценки величин F , K , ψ и τ при $m = 1, \dots, n$; $n = 1, \dots, 4$.

Скорость дрейфа гармоники главного поля не равна v_n^m , поскольку на нее оказывает влияние и стационарная часть. Это хорошо видно на примере векторной суммы двух экваториальных диполей ($n = 1, m = 1$) — стационарного и вращающегося с постоянной скоростью. Дрейф в этом случае не будет равномерным, а с увеличением интенсивности стационарного диполя скорость дрейфа может изменить знак. Средние значения v_n^m составляют около $0,3^\circ$ в год, в то время как гармоники главного поля дрейфуют со скоростью около $0,1^\circ$ в год.

В работе [634] дана интересная иллюстрация западного дрейфа. Как отмечалось в разд. 1.3, диполь имеет одну ось, квадруполь — две, а октуполь — три. Проведя сферический гармонический анализ для ряда ситуаций, авторы рассчитали положения всех осей дипольного, квадрупольного и октупольного членов и нанесли их на мировую карту. На рис. 41 воспроизведена такая карта.

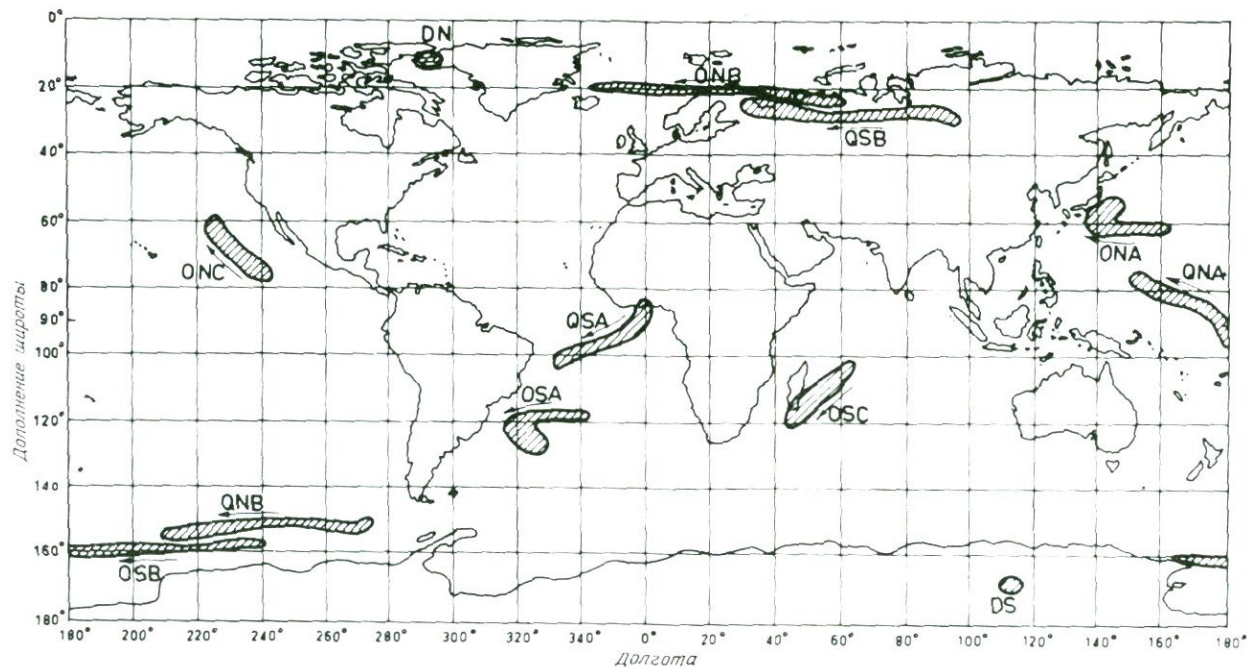


Рис. 41. Мировая карта, показывающая изменение положения полюсов дипольного, квадрупольного и октупольного полей за 130 лет. Все полюса, кроме дипольных, проявляют тенденцию к движению на запад. Воспроизводится из работы [634] с разрешения издательства «Биркхаузер Ферлаг» и авторов. (D — диполь, Q — квадруполь, O — октуполь, N — север, S — юг.)

Ясно видно, что ось диполя едва сместилась, в то время как все другие оси заметно сдвинулись в сторону запада.

Несколько другую точку зрения высказали Пудовкин и Валуева [480, 481]. Они считают, что западный дрейф можно объяснить одним лишь перемещением на запад эксцентричного диполя. Пудовкин и Валуева утверждают, что диполь движется по большому кругу, наклоненному к географическому экватору под углом 30° . Малин и Саундерс [376] и Джеймс [303] также рассматривали возможность дрейфа вокруг оси, не совпадающей ни с географической, ни с геомагнитной осями.

По существу нет никаких теоретических обоснований того факта, что дрейф должен происходить на запад, а не на восток. Мартон [383] и Денам [173] на основе анализа, охватывавшего последние 2000 лет, и исследования озерных осадков, возраст которых составлял 24 000 лет, сделали вывод, что дипольное поле дрейфует не только на запад, но и на восток.

Вариации продолжительности суток. Земля вращается с почти постоянной угловой скоростью, но на величину и направление вектора угловой скорости оказывают влияние различные факторы. Изменения его направления влекут за собой смещение широты фиксированной точки, а изменение величины влияет на время, которое определяется вращением Земли, и разницу можно обнаружить, лишь сравнивая это время с показаниями других часов. При быстрых изменениях (с периодом порядка года) для сравнения используют атомные или даже маятниковые часы [561], но при больших периодах вариаций в качестве часов необходимо использовать другие небесные тела. Расхождение между временем, наблюдаемым на Земле, и временем на других небесных телах указывает на изменение скорости вращения Земли или, как его обычно называют, вариацию продолжительности суток. Такие вариации, наблюдающиеся в течение года, можно объяснить сезонными изменениями массы атмосферы. Кроме того, имеются вариации с десятилетними периодами, а также устойчивый (вековой) рост продолжительности суток, соответствующий замедлению вращения Земли. Последний эффект можно объяснить приливным трением и последующей передачей углового момента от Земли к Луне и (в меньшей степени) к Солнцу. С учетом этого эффекта расхождение в показаниях часов, не связанное с приливным трением, соответствует ускорению вращения Земли. Была обнаружена также корреляция продолжительности суток с западным дрейфом и величиной магнитного поля.

Вестин [596] первым предположил, что вариации продолжительности суток могут быть вызваны передачей момента между манти-

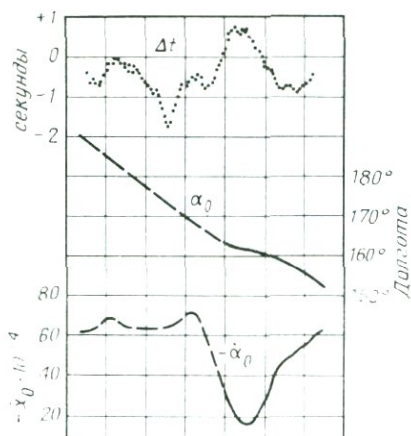


Рис. 42. Разность во времени, вызванная изменением скорости вращения Земли (верхняя кривая), и скорость смещения долготы эксцентричного диполя (нижняя кривая). Штриховые участки кривых соответствуют данным, полученным до 1900 г. Воспроизводится из работы [596, с. 137]; авторские права Американского геофизического общества.

ей (на которой выполняются наблюдения вращения Земли) и ядром и что, следовательно, они могут быть связаны с геомагнитной вековой вариацией. Совпадение 58-летнего периода вековой вариации с пиком в спектре вариации продолжительности суток, приходящимся на 57,5 лет, подтверждает это предположение. На рис. 42 приведено сравнение между изменениями в интегрированном по времени расхождении (верхняя кривая) и скоростью смещения долготы эксцентричного диполя. Как утверждает Вестин, точность магнитных данных, полученных до 1900 г., не достаточна для выявления сколько-нибудь значимой корреляции.

Буллард предложил модель Земли, ядро которой можно разделить на две области: внешнюю, вращающуюся медленнее, чем мантия, и внутреннюю (совпадающую с твердым внутренним ядром, границы которого определены по сейсмическим данным), вращающуюся быстрее. Разные скорости вращения этих двух областей ядра обусловлены конвекцией, которая переносит угловой момент вниз, к ядру. С помощью этой модели в работе [190] было показано, что (в предположении достаточно больших значений электропроводности мантии и величины тороидального поля) моменты, вызывающие десятилетние флуктуации продолжительности суток, вполне реальны.

Эту же модель позднее исследовал Юкутаке [640]. Мы приведем здесь качественное объяснение этого эффекта, основанное на рассуждениях Юкутаке. Электропроводность мантии намного меньше, чем электропроводность ядра. В некоторых случаях ее можно считать изолятором, но если электропроводность нижней мантии конечна, то между ядром и мантией существует электромагнитная

связь. В разд. 2.5 рассматриваются возможные объяснения того, как различие скоростей вращения мантии и ядра приводит к генерации на границе между ними тороидального поля (см. разд. 2.4), направленного в Южном полушарии на восток, а в Северном — на запад (вблизи границы между ядром и мантией). Из существования этого поля следует, что в меридиональных плоскостях в районе границы ядро — мантия должны циркулировать токи: в ядре — по направлению к экватору, а в мантии — к полюсу. Внутри мантий, кроме того, имеется полоидальное поле, которое мы можем считать дипольным. Сила Лоренца, обусловленная циркуляцией токов в дипольном поле, в обоих полушариях направлена на запад, так что суммарный эффект сводится к воздействию на мантию в западном направлении, а на ядро — в восточном. Отметим, что это не тот момент сил, который вызывает западный дрейф ядра относительно мантии. Он направлен в противоположную сторону и его можно считать противодействующей силой, стремящейся уравнять угловые скорости вращения ядра и мантии.

Когда момент диполя возрастает, электромагнитное взаимодействие между мантией и ядром усиливается, в результате чего ядро вращается быстрее, а мантия медленнее. В действительности ситуация сложнее, чем это может показаться из приведенных нами рассуждений. В частности, связь между вариациями дипольного и тороидального полей осложняется разностью фаз, которая зависит от электропроводности и частоты вариаций. Для медленных изменений с периодами в несколько тысяч лет рассмотренный выше механизм вполне удовлетворительно описывает ситуацию. Постоянное уменьшение момента диполя, начиная с его максимального значения, отмеченного 2000 лет назад, может быть связано с неприливным ускорением вращения Земли.

Мунк и Макдональд [415, с. 204] оценили величину ускорения ($2,4 \cdot 10^{-22}$ рад \cdot с $^{-2}$), вычтя из наблюдаемого изменения угловой скорости вращения замедление, обусловленное приливами ($7,7 \cdot 10^{-22}$ рад \cdot с $^{-2}$). Полученное значение ускорения коррелирует с двукратным уменьшением момента диполя за 2000 лет.

Однако для короткопериодных флуктуаций эта простая теория оказывается несостоятельной. Период изменения скорости вращения Земли (57 лет), по-видимому, слишком велик для того, чтобы его можно было объяснить флуктуациями геомагнитного поля с тем же периодом. Однако на большой глубине в мантии могут существовать тороидальные поля, которые увеличивают влияние геомагнитных вариаций. Кроме того, мы практически ничего не знаем об электропроводности нижней мантии. При соответствующем уче-

те этих двух факторов так называемые «десятилетние» вариации главного поля можно было бы связать с вариациями продолжительности суток с помощью рассмотренного выше механизма.

Причина вековой вариации. Причина вековой вариации определенно тесно связана с происхождением самого главного поля, которое будет обсуждаться в разд. 2.3. Но, по-видимому, полезно отдельно рассмотреть такие особенности вековой вариации, как западный дрейф, и попытаться дать им объяснение. Электропроводность ядра достаточно велика, поэтому перемещение в нем силовых линий поля должно происходить очень медленно (см. разд. 2.4). Следовательно, вековая вариация должна быть связана в большей степени с перестройкой силовых линий, чем с их образованием или распадом.

Одна из возможных интерпретаций западного дрейфа состоит в том, что он отражает различие в угловых скоростях вращения мантии и внешнего ядра. Таким образом, западный дрейф представляется просто как перемещение более или менее фиксированной структуры поля относительно мантии.

Другая точка зрения, которую поддерживают ряд ученых, состоит в том, что внутри ядра возникают гидромагнитные волны и что наблюдаемый на поверхности дрейф вызван волной, перемещающейся в западном направлении [271]. Есть основания считать, что внутри ядра около его поверхности существует тороидальное поле (которое не наблюдается на поверхности) с амплитудой $\sim 10^{-2}$ Тл. Если рассчитать скорость альвеновской волны (см. разд. 2.4) по формуле (187), то она окажется равной $0,1 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. С другой стороны, скорость западного дрейфа, спроецированная на границу между ядром и мантией, составляет лишь $5 \cdot 10^{-4} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Следовательно, простой альвеновской волной это явление объяснить нельзя. Однако распространение волны во вращающемся теле может быть совершенно иным. Этот вопрос обсуждался Ачесоном и Хайдом [2]. Альвеновские волны могут перемещаться лишь перпендикулярно оси вращения. В других направлениях образуются две волны, одна из которых (гидромагнитная инерциальная волна) распространяется с фазовой скоростью

$$v = (\mathbf{V}_a \cdot \mathbf{K})^2 (2\Omega \cdot \mathbf{K})^{-1}, \quad (138)$$

где \mathbf{V}_a — альвеновская скорость, \mathbf{K} — векторное волновое число, а Ω — угловая скорость тела. Это частный случай волн, которые Брагинский [84] назвал МАК-волнами [504]. При напряженности поля 10^{-2} Тл и длине волны 1000 км фазовые скорости изменяются в интервале от 10^{-3} до $10^{-4} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Из формулы (138) следует,

что волны имеют большую дисперсию и скорость западного дрейфа может соответствовать групповой скорости.

На основании различных геофизических аргументов можно сделать вывод о том, что поверхность границы между ядром и мантией имеет форму, отличающуюся от эллипсоидальной. Времена прохождения сейсмических волн устанавливают верхнюю границу рельефа этой поверхности, однако исключить влияние ее топографии не удается. Хайд [271] предположил, что вековая вариация, наблюдаемая в полушарии, в котором находится Тихий океан, может быть связана с топографией границы между ядром и мантией.

Последние 700 тыс. лет. Архео- и палеомагнитные исследования обсуждаются в разд. 3.2. Однако необходимо отметить, что граница между вековой вариацией и изменениями, которые можно наблюдать лишь при изучении естественной остаточной намагниченности пород и других материалов, является искусственной и определяется главным образом методами измерений. На этом основании весь разд. 3.2 можно было бы включить в настоящую главу. Предыстория магнитного поля Земли (т. е. его история до того момента, когда началась регистрация измерений) существенно расширяет наши знания о природе вековой вариации. Поэтому некоторые результаты архео- и палеомагнитных исследований мы включили в настоящий раздел. В то же время в разд. 3.2 обобщаются представления о вековом ходе в отдаленные от нас времена.

Джонсон Е. А. и его коллеги были авторами пионерской работы о ленточных глинах Новой Англии (например, [307]). Их вывод о более или менее случайной вариации направления поля без каких-либо очень сильных отклонений от его обычного направления в целом подтвердился последующими исследованиями.

Была проделана большая работа по анализу быстро накапливающихся озерных и пещерных отложений, остаточная намагниченность которых является хорошим материалом для изучения истории главного поля. Результаты исследований поведения поля за последние 25 тыс. лет приведены в работе [153]. За этот промежуток времени наблюдались колебания наклонения и склонения (не всегда одновременные) с периодами в несколько тысяч лет, но большие отклонения от текущих значений носили, как правило, временный характер. Относительно вековой вариации можно констатировать, что ее современная величина типична по крайней мере для последних нескольких миллионов лет.

Оберг и Эванс [435] проанализировали с помощью метода максимальной энтропии данные, полученные в штате Орегон в США

за 9000 лет. Применение такого метода анализа позволило выявить вращения вектора поля как по часовой стрелке, так и в обратном направлении (с положительной и отрицательной частотой). Самые сильные максимумы спектра пришлись на 5000-летний поворот против часовой стрелки и на 2000-летний — по часовой стрелке. Авторы связывают последний с западным вращением недипольного поля, а первый — с более медленным смещением на восток дипольного поля. Они не обнаружили ни крупномасштабных изменений, о которых сообщали Барбетти и Мак-Элхинни [41] по исследованиям озера Мунго (Австралия), ни аналогичных особенностей, выявленных Денамом [173] на озере Моно в Калифорнии.

Большинство данных, относящихся к четвертичному периоду, являются результатом изучения остаточной намагниченности предметов древней культуры (археомagnetизм) и охватывают лишь последние несколько тысяч лет. Исследования, проведенные в различных пунктах за последние 2000 лет, указывают на то, что за этот промежуток времени напряженность поля уменьшилась почти на 30% [518, 570].

Измерения, относящиеся к исторической эпохе, обнаруживают несколько более быстрое уменьшение напряженности поля со скоростью 8% за столетие. Данные, полученные в Японии [422] и Чехословакии [94], показывают, что напряженность поля достигла максимального значения 2000 лет назад и была равна ее современной величине около 2000 г. до н.э. Шоу [534] на основе исследований археологических образцов во Франции представил доказательство того, что в интервале между началом нашей эры и 200 г. н.э. напряженность поля возросла почти на 100%.

Криир рассматривает вековую вариацию как явление регионального масштаба, которое, вообще говоря, нельзя объяснить западным дрейфом. Он предпочитает модель, состоящую из колеблющихся диполей, зафиксированных между центром Земли и границей ядра — мантия.

Выводы. В заключение отметим, что вековая вариация (в том виде, в котором мы ее наблюдаем в настоящее время) является небольшой частью постоянных флуктуаций (порядка 20%) величины и направления главного поля с периодами от десятков до тысяч лет. По имеющимся у нас данным можно предполагать, что подобные колебания происходили на протяжении всей истории Земли. Их вероятной причиной могут быть гидромагнитные волны в ядре. В то же время нельзя исключать и крупномасштабных движений вещества внутри ядра.

2.3. ПРОБЛЕМА ПРОИСХОЖДЕНИЯ ГЛАВНОГО ПОЛЯ

В течение многих лет объяснение происхождения главного геомагнитного поля считалось одной из нерешенных проблем геофизики. Для ее решения предлагались различные идеи, однако они чаще всего отвергались еще до окончательной разработки. В данном разделе мы кратко остановимся на некоторых из них. Обзор разных точек зрения на эту проблему приведен в монографии Чепмена и Бартельса [128, гл. 21]. Несколько моделей рассматриваются также в более поздней работе Рикитаки [493].

Постоянная намагниченность. В своей классической книге «De Magnete» Гильберт (1600) представил Землю в виде большого магнита. При этом он, очевидно, имел в виду нечто похожее на те однородно намагниченные сферические естественные магниты, которые использовались им в экспериментах.

Внешнее поле, создаваемое однородно намагниченной сферой, по форме напоминает поле диполя. Намагниченность, необходимую для создания поля, напряженность которого равна напряженности главного поля, можно рассчитать по формуле (67). Если пренебречь индуцированной намагниченностью, т. е. считать, что магнитная проницаемость внутри Земли равна μ_0 , то искомое значение будет примерно равно $M = 80 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. Хотя породы с таким высоким значением намагниченности существуют, это значение близко к верхнему пределу для пород, встречающихся в природе. Содержание магнетита в таких породах должно составлять почти 50%.

Однако породы могут приобретать постоянную намагниченность лишь при температуре ниже точки Кюри для составляющих их магнитных минералов. В качестве верхнего предела этой температуры можно принять 600 °С. Ньютон считал, что вещество Солнца не может быть магнетиком, поскольку оно слишком горячее. В то время почти ничего не знали о распределении температуры внутри Земли. До сих пор еще не утихают споры о ее изменении с глубиной. По оценке Любимовой [368], точка Кюри достигается на отметке около 30 км. Если бы мы хотели объяснить происхождение главного поля постоянной намагниченностью пород, расположенных выше этой отметки, то для этого потребовалось бы абсурдно большое значение намагниченности — $5650 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. Модель Гильберта была отклонена, как только выяснилось, что большая часть недр Земли имеет высокую температуру.

Вращающийся электрический заряд. Некоторые авторы объясняли происхождение главного поля влиянием тока, образованного движением находящихся на Земле электростатических зарядов. На-

пряженность поля, которую мог бы измерить наблюдатель, не вращающийся вместе с Землей, вычисляется по формуле (32). Оказывается, что при равномерном распределении заряда на поверхности внешнее поле имеет дипольный характер, однако плотность этого заряда должна быть равна $0,14 \text{ К} \cdot \text{м}^{-2}$. Электрическое поле на поверхности Земли, соответствующее такой плотности заряда, было бы больше, чем $10^9 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$, что значительно превышает поле, необходимое для искрового разряда! Фактическое нормальное поле на поверхности Земли составляет около $100 \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}$. Предпринимались попытки построить более сложные распределения зарядов, однако вследствие того, что Земля обладает электропроводностью, любой заряд очень быстро растекался бы по ее поверхности. Даже такой огромной плотности зарядов не хватило бы для создания достаточного поля относительно наблюдателя, вращающегося вместе с Землей, поскольку заряды, находящиеся вблизи наблюдателя, не движутся относительно него и, следовательно, не вносят вклад в поле.

ВРАЩЕНИЕ МАССИВНЫХ ТЕЛ. Блэккетт [69] выдвинул гипотезу, которая в течение некоторого времени вызывала значительный интерес. Она была основана на том факте, что для всех астрономических объектов, у которых к тому времени было обнаружено магнитное поле — Земли, Солнца и звезды 78 Девы — отношение магнитного момента к угловому было одинаковым. Гипотеза состояла в том, что все вращающиеся тела обладают вследствие своего вращения магнитным моментом, пропорциональным угловому. Однако лабораторные измерения и распределение магнитного поля по радиусу Земли не подтвердили предсказаний, сделанных на ее основе [70]. Кроме того, позднее было обнаружено, что магнитный момент Солнца в действительности меньше, чем считалось, и изменяет свое направление каждые 11 лет.

Модифицированная электродинамика. Сванн [568] предложил интересную гипотезу, с помощью которой можно было объяснить три геофизических явления: главное (аксиальное) геомагнитное поле, электростатический заряд на поверхности Земли и гравитационное притяжение масс. (Те регионы Земли, где стоит хорошая погода, несут на своей поверхности отрицательный заряд. Поскольку атмосфера обладает конечной электропроводностью, существует вертикальный электрический ток, текущий из нее в землю. Его величина такова, что если бы не происходило непрерывной подзарядки, то заряд на поверхности исчезал бы с постоянной времени, составляющей несколько минут.)

Суть гипотезы Сванна состоит в следующем. Уравнения Максвелла, записанные в виде (13)—(16), применимы к полям, связанным с отрицательными зарядами. В соответствующих уравнениях для полей, связанных с положительными зарядами, к членам, содержащим ток и плотность заряда, добавляются члены с их первой и второй производными по времени. Предсказанные на основе гипотезы эффекты нельзя было бы обнаружить в лабораторных условиях. Однако, поскольку в настоящее время два из упомянутых выше геофизических явлений уже объяснены с помощью других процессов, интерес к гипотезе Сванна упал.

Индукция во время магнитной бури. Чаттерджи [131] предположил, что источником главного поля являются магнитные бури. Рассматривался следующий механизм этого процесса. Во время магнитных бурь в проводящей Земле индуцируются токи и, поскольку ядро имеет большую постоянную времени, влияние предыдущей бури сохраняется в тот момент, когда происходит следующая. Таким образом могло бы происходить вековое возрастание индуцированного поля. Однако большая постоянная времени характеризует затухание не токов в ядре, а самого первичного поля. Поскольку оно в конечном счете уменьшается до нуля (в противном случае наблюдалось бы вековое нарастание индуцирующего поля), индуцированное поле также должно спадать до нуля с постоянной времени, составляющей несколько дней. Чаттерджи [132] попытался преодолеть это затруднение, предположив, что имеет место некоторое «выпрямление», препятствующее уменьшению первичного поля в результате затухания вторичного. Роль таких выпрямителей могли бы играть полупроводники в мантии. Однако Прайс [474] показал, что в простой модели индуцированное поле никогда не может превысить индуцирующее поле. Точно так же напряжение в полупериодном выпрямителе никогда не превышает входного напряжения независимо от величины постоянной времени сглаживающей цепи.

Рикитакки [493] обратил внимание на другую трудность. Мы считаем, что для развития магнитных бурь требуется наличие главного поля. В связи с этим трудно представить, как бы мог начаться процесс образования главного поля из магнитных бурь.

Магнитариум Вилде. Суть рассмотренной выше гипотезы о происхождении главного поля состояла в том, чтобы попытаться объяснить дипольное поле, игнорируя незначительные недипольные поля. В конце прошлого века Вилде построил физическую модель, которую назвал «магнитариумом», для объяснения тонкой структуры

главного поля (при условии, что дипольное поле существует). Она состояла из двух концентрических сфер. Токи во внутренней сфере имитировали дипольное поле. В тех областях внешней сферы, которые соответствовали океанам, были помещены железные пластины. С их помощью моделировались также некоторые особенности коры под континентами. Измеренное полное поле (сумма первичного поля и поля, обусловленного индуцированной намагниченностью железа) имело некоторые свойства главного поля, особенно аномалии склонения (см. рис. 23). Доводом в пользу такой модели являлось то, что кора под океанами должна быть холоднее, чем под континентами, и, следовательно, в первом случае геотерма, соответствующая точке Кюри, должна проходить глубже. Отсюда следует, что под океанами толщина слоя намагниченного вещества больше, чем под континентами. Рукер [511] и Бауэр [54] высказали свои критические замечания по поводу этой модели. Чтобы магнитная восприимчивость такого слоя была достаточно большой, он должен был бы состоять из металлического железа, которое крайне маловероятно найти на небольших глубинах под океанами. Кроме того, температура в недрах Земли, включая температуру воды на дне океанов, лишь очень слабо зависит от температуры на поверхности. В настоящее время считается, что кора под океанами теплее, чем под континентами (на одинаковой глубине), за исключением областей, расположенных в непосредственной близости от дна океанов.

Внутренние электрические токи. В последнее время главное поле предпочитают объяснять действием электрических токов, текущих в глубинах Земли. Это поле имеет явно внутреннее происхождение, а гипотеза постоянной намагниченности оказалась неприемлемой. Поэтому единственной альтернативой являются электрические токи, возбуждаемые каким-либо динамо-механизмом.

Идея о том, что магнитное поле Земли появилось в результате некоторого события в ее ранней истории, никогда не считалось приемлемой. Если внутренняя часть Земли не является сверхпроводящей, постоянная затухания токовой системы должна быть очень мала по сравнению с временем существования планеты. Даже без палеомагнитных данных ясно, что для поддержания такой затухающей токовой системы потребовались бы невероятно большие значения полей в геологически близкие к нам эпохи. Таким образом, трудность, с которой столкнулась гипотеза динамо, состояла в том, что нужно было найти механизм поддержания токов. Ученые по-разному оценивали возможность обнаружения такого механиз-

ма. Так, Бауэр [55] утверждал, что магнитное поле Земли, «несомненно, обусловлено системой электрических токов, текущих на большой глубине внутри Земли и связанных некоторым образом с ее вращением». С другой стороны, Чепмен и Бартельс [128, с. 704] поддерживали точку зрения Шустера [525], писавшего, что «трудности, стоящие на пути обоснования земного магнетизма с помощью электрических токов, текущих внутри Земли, являются непреодолимыми».

В настоящее время процессы динамо в ядре исследованы достаточно хорошо, поэтому нет необходимости в рассмотрении других механизмов. Основные идеи магнитной гидродинамики, лежащие в основе модели динамо, будут описаны в следующем разделе, а обзор текущего состояния теории динамо будет дан в разд. 2.5.

Во многом аналогичные идеи были выдвинуты уже много лет назад. Например, предложенный Вестингом [597] механизм, основанный на токах Холла, очень похож на $\alpha\omega$ -процесс, который рассматривается в разд. 2.5, за исключением того, что в модели из работы [597] полоидальные токи обусловлены термоэлектрическими токами, а не дифференциальным вращением. Точно так же модель «закручивающейся петли» Альвена [14] имеет много общих элементов с теориями динамо. Обе эти теории приведены в работе [291].

Хибберд [270] довольно подробно разработал теорию термомагнитного динамо. Он отмечает, что, рассматривая эффект Нернста, можно вывести уравнения, аналогичные (141) и (146). При этом скорость \mathbf{v} заменяется вектором $\mathbf{G} = -Q \nabla T$, где Q — коэффициент Нернста, а ∇T — градиент температуры. Получающееся динамо похоже на гидромагнитное (оно описывается в разд. 2.5), за исключением того, что поток проводящего вещества, являющийся существенным элементом гидромагнитного динамо, заменяется в нем тепловым потоком. Для того чтобы термомагнитное динамо работало, необходимо, чтобы или коэффициент Нернста, или градиент температуры в ядре были больше, чем они, по-видимому, есть (хотя ни тот, ни другой достоверно не известны). Кроме того, коэффициент Нернста для железа имеет не тот знак, который требуется. Теория предсказывает инверсии геомагнитного поля, но не объясняет западный дрейф.

Механизм, основанный на эффекте Нернста, был предложен Ганном и кратко обсуждался в работе Инглиса [291], который считает его менее «жизнеспособным», чем гипотезу, основанную на возбуждении электрических токов под действием давления.

2.4. МАГНИТНАЯ ГИДРОДИНАМИКА

Магнитная гидродинамика изучает динамику жидкостей, в которых важную роль играют электромагнитные силы (это означает, что жидкость обладает электропроводностью и в нее может проникать магнитное поле). Поскольку в дальнейшем рассматривается скорость жидкости, важно указать систему координат, в которой она измеряется. Мы будем использовать систему координат, движущуюся вместе с Землей. Следовательно, она не является инерциальной и законы движения Ньютона будут справедливы в ней, только если мы добавим в уравнения центробежную и кориолисову силы. В то же время уравнения Максвелла применимы как в инерциальной, так и во вращающейся системах координат.

Уравнение движения элементарного объема жидкости с плотностью ρ , перемещающегося со скоростью \mathbf{u} относительно введенной нами системы координат, можно представить в виде

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} - \nabla p' + \mathbf{f} + \nu \rho \nabla^2 \mathbf{u} = \rho (\partial \mathbf{u} / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} + 2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u}). \quad (139)$$

Это просто запись закона Ньютона (сила = масса \times ускорение) для единичного объема. Первый член в левой части уравнения (\mathbf{J} — плотность тока, \mathbf{B} — магнитная индукция) представляет собой силу Лоренца (12), отнесенную к единичному объему; p' — давление за вычетом гидростатического — определяется формулой

$$\nabla p' = \nabla p - \rho \mathbf{g},$$

где \mathbf{g} — ускорение силы тяжести (которое включает в себя влияние центробежной силы); \mathbf{f} — некоторые другие силы, такие, как, например, сила плавучести и т. д.; ν — кинематическая вязкость, и соответственно, последний член в левой части (139) представляет собой силу вязкости, возникающую при относительном смещении элементов жидкости. Последний член в правой части (139) — сила Кориолиса, причем $\boldsymbol{\Omega}$ — вектор угловой скорости вращения Земли.

В большинстве случаев мы будем иметь дело со сравнительно медленными движениями (со скоростью, много меньшей скорости звука), поэтому жидкость можно считать несжимаемой, что соответствует условию

$$\operatorname{div} \mathbf{u} = 0. \quad (140)$$

Если сила \mathbf{f} задана, то уравнение (139) содержит два неизвестных вектора — скорость \mathbf{u} и магнитное поле \mathbf{B} (\mathbf{J} выражается через \mathbf{B}). Следовательно, необходимо еще одно уравнение. Например, можно взять одно из уравнений Максвелла. Плотность тока \mathbf{J} в жидкости определяется электропроводностью σ и электрическим

полем, действующим на движущуюся жидкость, а не полем \mathbf{E} , измеренным в нашей системе координат. Таким образом, (17) принимает вид

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (141)$$

В этой главе мы будем рассматривать лишь немагнитные вещества. Магнитная проницаемость будет обозначаться μ , но ее всегда можно считать равной μ_0 . Кроме того, мы будем иметь дело с проводниками, в которых ток проводимости \mathbf{J} всегда много больше тока смещения $\partial \mathbf{D} / \partial t$. Следовательно, первые три уравнения Максвелла можно записать в виде

$$\text{rot } \mathbf{B} = \mu \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (142)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (143)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0. \quad (144)$$

Если разделить уравнение (142) на $\mu \sigma$ и взять от обеих частей ротор, то с учетом (143) мы получим

$$(1/\mu \sigma) \text{rot rot } \mathbf{B} = -\partial \mathbf{B} / \partial t + \text{rot } (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (145)$$

Из (П16) и (144) следует

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot } (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (146)$$

где $\eta = (\mu \sigma)^{-1}$ — магнитная вязкость. Она имеет размерность $(\text{См} \cdot \text{м}^{-1})^{-1} (\text{Гн} \cdot \text{м}^{-1})^{-1} = \text{м}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ и может рассматриваться как аналог кинематической вязкости ν . Число Рейнольдса, которое определяет границу между ламинарностью и турбулентностью потока, равно

$$R = LU/\nu,$$

где L и U — характерные длина и скорость в рассматриваемой задаче. По аналогии магнитное число Рейнольдса можно записать в виде

$$R_m = LU/\eta.$$

Уравнения (146) и (139) являются фундаментальными уравнениями магнитной гидродинамики. В принципе их можно было бы решить совместно и определить, существует ли самовозбуждающееся динамо в ядре Земли. Но даже если бы мы точно знали силу \mathbf{f} , такая вычислительная задача была бы слишком трудной. Некоторые результаты, достигнутые при таком подходе к проблеме генерации поля, мы рассмотрим в следующем разделе, а пока введем понятия, которые будут использоваться в дальнейшем.

Мы будем применять уравнение (146) в различных формах. Его члены будут поочередно считаться пренебрежимо малыми, поэтому важно понимать их физический смысл. Член, стоящий в левой части (146), есть локальная скорость изменения магнитного поля. Равенство этой скорости нулю соответствует условию стационарности, при котором поле не изменяется в системе координат, связанной с Землей. Решение этого уравнения при равенстве его левой части нулю является предметом различных теорий динамо. Однако из анализа поведения вековой вариации следует, что более реалистичным является предположение об осциллирующем или по крайней мере изменяющемся поле. Если первый член в правой части (146) равен нулю, то мы имеем дело с уравнением диффузии. Оно соответствует ситуации, когда движение отсутствует, как, например, в твердом проводнике, в котором поле затухает по экспоненте. Следовательно, последний член представляет собой омические потери, связанные с джоулевым нагреванием. Если $\eta = 0$, т. е. в случае идеального проводника, его можно приравнять нулю. Остановимся более подробно на условиях, при которых этим членом можно пренебречь. Если L и U — характерные для задачи длина и скорость, то мы можем считать, что

$$|\text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{B})| = UB/L \quad (147)$$

$$\eta |\nabla^2 \mathbf{B}| = \eta B/L^2 \quad (148)$$

Следовательно, отношение первого и второго членов в правой части (146) равно

$$UL/\eta = R_m.$$

Таким образом, омическими потерями можно пренебречь, если магнитное число Рейнольдса велико.

Вмороженные силовые линии. Продолжим рассмотрение ситуации, когда R_m велико. Пренебрегая последним членом в (146) и применяя (П20) и снова (144) и (140), записываем

$$\partial \mathbf{B} / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{B} - \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{u} = d\mathbf{B}/dt - \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{u} = 0,$$

где $d\mathbf{B}/dt$ представляет собой скорость изменения \mathbf{B} относительно системы координат, движущейся вместе с жидкостью, а $\partial \mathbf{B} / \partial t$ — скорость по отношению к системе координат, связанной с Землей. Рассмотрим теперь малый элемент поверхности в жидкости с вектором площади \mathbf{A} (\mathbf{A} направлен по нормали к поверхности элемента). Поток Φ через эту площадку равен

$$\Phi = \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}. \quad (149)$$

Следовательно,

$$d\Phi/dt = (d\mathbf{B}/dt) \cdot \mathbf{A} + \mathbf{B} \cdot (d\mathbf{A}/dt). \quad (150)$$

Согласно (П10)

$$d\mathbf{A}/dt = -(\nabla\mathbf{u}) \cdot \mathbf{A} \quad (151)$$

Поэтому

$$d\Phi/dt = (d\mathbf{B}/dt - \mathbf{B} \cdot \nabla\mathbf{u}) \cdot \mathbf{A} = 0 \quad (152)$$

Таким образом, поток через каждый элемент поверхности, движущийся вместе с жидкостью, является постоянным. Это означает, что силовые линии ведут себя так, как будто они «вморожены» в среду, всегда перемещаясь вместе с ней.

Диффузия магнитного поля. В случае когда магнитное число Рейнольдса мало, справедливо соотношение

$$\partial\mathbf{B}/\partial t = \eta \nabla^2\mathbf{B}. \quad (153)$$

Это уравнение диффузии описывает убывающее с течением времени поле, силовые линии которого просачиваются через неподвижную среду.

Чтобы оценить время затухания поля, рассмотрим поле, изменяющееся по синусоидальному закону и имеющее длину волны L :

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 e^{-\gamma t} e^{i(2\pi x/L)}$$

Подставляя это выражение в (153), получаем

$$\gamma = 2\pi\eta/L^2.$$

Время диффузии равно

$$T_d = 1/\gamma = L^2/2\pi\eta = L^2\sigma\mu/2\pi. \quad (154)$$

В типичном лабораторном эксперименте при $L = 10$ см и электропроводности, соответствующей значению для меди, это время составляет $T_d = 0,2$ с. При длине волны 1000 км в ядре Земли ($\sigma = 5 \cdot 10^5$ См \cdot м $^{-1}$) $T_d = 3 \cdot 10^3$ лет. Более точное применение (153) будет проиллюстрировано ниже.

Сочетая рассмотренные выше два эффекта, можно качественно объяснить многие ситуации в магнитной гидродинамике. В случае относительного движения в среде с конечной проводимостью можно представить себе, что силовые линии магнитного поля стремятся перемещаться вместе с жидкостью и в то же время просачиваются через нее в направлении уменьшения поля. За исключением случая достаточно больших значений R_m , эффект затухания поля будет превалировать над эффектом его перемещения и поле будет

затухать. В таких условиях самовозбуждающееся динамо существовать не может.

Тороидальные и полоидальные поля. Рассмотрим в сферических координатах проводящую сферу, окруженную изолятором. Мы можем представить векторный потенциал в виде суммы двух частей, параллельной и перпендикулярной к вектору r , записав

$$\mathbf{A} = T\mathbf{r} + \nabla P \times \mathbf{r} = T\mathbf{r} + \text{rot} (P\mathbf{r}). \quad (155)$$

Здесь T и P — скалярные функции от r , θ , ϕ , которые определяют тороидальное и полоидальное поля. С помощью этих обозначений магнитное поле можно представить в виде

$$\mathbf{B} = \text{rot} (T\mathbf{r}) + \text{rot} \text{rot} (P\mathbf{r}), \quad (156)$$

или

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_T + \mathbf{B}_P. \quad (157)$$

Применяя (П41), мы получаем выражение для тороидального поля

$$\mathbf{B}_T = \text{rot} (T\mathbf{r}) = \hat{\theta}(\sin \theta)^{-1} \partial T / \partial \phi - \hat{\phi} \partial T / \partial \theta$$

в котором отсутствует радиальная компонента. Силовые линии лежат на концентрических сферах и, следовательно, ограничены поверхностью проводящей сферы. Это связано с тем, что на сферической поверхности вне проводника силовая линия находится не может, поскольку линейный интеграл по замкнутой силовой линии можно представить в виде

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} = \int \text{rot} \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S} = \mu \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{S},$$

а в качестве области интегрирования взять сферическую поверхность, полностью находящуюся вне проводящей сферы. Таким образом, вне ее тороидальное поле отсутствует.

Применяя (П41) дважды, находим

$$\begin{aligned} \mathbf{B}_P &= \text{rot} \text{rot} (P\mathbf{r}) = \\ &= (\hat{\mathbf{r}}/r)[(\sin \theta)^{-1}(\partial/\partial\theta)(\sin \theta \partial P/\partial\theta) + (\sin \theta)^{-2} \partial^2 P/\partial\phi^2] + \\ &\quad + (\hat{\theta}/r)(\partial/\partial\theta)(\partial(rP)/\partial r) + (\hat{\phi}/r)(\sin \theta)^{-1}(\partial/\partial\phi)(\partial(rP)/\partial r) = \\ &= \hat{\mathbf{r}}(1/r)(-D^2 P) + \hat{\theta}(1/r) \partial V/\partial\theta + \hat{\phi}(r \sin \theta)^{-1} \partial V/\partial\phi, \end{aligned} \quad (158)$$

где оператор D^2 определяется согласно (П94), и

$$V = (\partial/\partial r)(rP).$$

Скаляры T и P можно выразить через поле \mathbf{B} . Согласно (156),

$$\begin{aligned}
 \mathbf{r} \cdot \mathbf{B} &= \mathbf{r} \cdot \text{rot rot } (\mathbf{r}P) = \\
 &= \mathbf{r} \cdot \{ \nabla \nabla \cdot (\mathbf{r}P) - \nabla^2 (\mathbf{r}P) \} = \\
 &= \mathbf{r} \cdot \{ \nabla [\mathbf{r} \cdot \nabla P + 3P] - 2 \nabla P - \mathbf{r} \nabla^2 P \} = \\
 &= -r^2 \nabla^2 P + \mathbf{r} \cdot \nabla (\mathbf{r} \cdot \nabla P) + \mathbf{r} \cdot \nabla P = \\
 &= -r^2 \nabla^2 P + (\partial/\partial r)(r^2 \partial P/\partial r) = \\
 &= -D^2 P
 \end{aligned} \tag{159}$$

и

$$\begin{aligned}
 \mathbf{r} \cdot \text{rot } \mathbf{B} &= \mathbf{r} \cdot \{ \text{rot rot } (\mathbf{r}T) + \text{rot rot rot } (\mathbf{r}P) \} = \\
 &= \mathbf{r} \cdot \{ \text{rot } (\nabla T \times \mathbf{r}) - \text{rot } (\mathbf{r} \nabla^2 P) \} = \\
 &= \mathbf{r} \cdot \{ \mathbf{r} \cdot \nabla \nabla T + 2 \nabla T - \mathbf{r} \nabla^2 T - \nabla (\nabla^2 P) \times \mathbf{r} \} = \\
 &= -r^2 \nabla^2 T + \mathbf{r} \cdot \nabla T + \mathbf{r} \cdot \nabla (\mathbf{r} \cdot \nabla T) = \\
 &= -r^2 \nabla^2 T + (\partial/\partial r)(r^2 \partial T/\partial r) = \\
 &= -D^2 T.
 \end{aligned}$$

Разлагая P и T в ряды по сферическим функциям, можно оценить обратный оператор D^{-2} (см., например, [412, с. 19]) и записать эти скаляры в виде

$$\begin{aligned}
 P &= -D^{-2}(\mathbf{r} \cdot \mathbf{B}), \\
 T &= -D^{-2}(\mathbf{r} \cdot \text{rot } \mathbf{B}).
 \end{aligned}$$

Теперь мы можем объяснить представление в виде ∇P первого сомножителя во втором члене правой части формулы (155). Действительно, если мы подставим во второй член произвольный вектор \mathbf{Q} , то последовательно получим

$$\begin{aligned}
 \mathbf{A} &= T\mathbf{r} + \mathbf{Q} \times \mathbf{r}, \\
 \mathbf{B} &= \text{rot } \mathbf{A} = \text{rot } (T\mathbf{r}) + \text{rot } (\mathbf{Q} \times \mathbf{r}) = \\
 &= \nabla T \times \mathbf{r} - \mathbf{r} \nabla \cdot \mathbf{Q} + \nabla (\mathbf{r} \cdot \mathbf{Q}) + \mathbf{Q}, \\
 \mathbf{r} \cdot \mathbf{B} &= -r^2 \nabla \cdot \mathbf{Q} + \mathbf{r} \cdot \nabla (\mathbf{r} \cdot \mathbf{Q}) + \mathbf{r} \cdot \mathbf{Q},
 \end{aligned}$$

что согласуется с (159), если $\mathbf{Q} = \nabla P$.

Важно установить связь между полоидальным полем внутри сферического проводника и полем вне его. Это определит граничные условия, которым должны удовлетворять T и P . Поскольку вне проводника находится изолятор, то поле в нем можно представить в виде

$$\mathbf{B} = -\nabla U.$$

Как внутри, так и вне сферы, магнитная проницаемость считается равной магнитной проницаемости вакуума, поэтому тангенциальная и нормальная компоненты \mathbf{B} на ее поверхности непрерывны. Из (158) и (П40) следует, что это условие выполняется, если

$$V_{r=a} = U_{r=a}, \quad (160)$$

а непрерывность нормальной компоненты требует, чтобы при $r = a$ было справедливо соотношение

$$(1/r) D^2 P = \partial U / \partial r. \quad (161)$$

Предположим, что скаляр P можно представить в виде

$$P = \sum_n f_n(r) S_n(\theta, \phi),$$

где $S_n(\theta, \phi)$ — сферическая гармоника порядка n . Рассмотрим n -й гармонический член во внешнем потенциале

$$U_n = (c_n / r^{n+1}) S_n, \quad (162)$$

где c_n — произвольная постоянная. Из (161) с учетом (П94) следует

$$(1/a) f_n(a) n(n+1) S_n = -(n+1) (c_n / a^{n+2}) S_n$$

или

$$f_n(a) = (c_n / n) a^{-n-1}. \quad (163)$$

Условие (160) накладывает на df_n/dr ограничение

$$V_{r=a} = [af'_n(a) + f_n(a)] S_n.$$

Используя (162) и (163), получаем

$$f'_n(a) = -\frac{n+1}{n} c_n a^{-n-2}. \quad (164)$$

Уравнения (163) и (164) представляют собой граничные условия для полоидального поля. Аналогичное условие для тороидального поля имеет вид

$$T_{r=a} = 0. \quad (165)$$

Свободное затухание в однородной проводящей сфере. Одним из наиболее важных параметров в теории генерации главного поля является скорость затухания магнитного поля в ядре в отсутствие механизма его восстановления. Вообще говоря, пространственное распределение поля, как и его напряженность, со временем изменяются. Однако существуют поля определенного вида, у которых с течением времени напряженность уменьшается по экспоненте, а про-

странственное распределение не изменяется, т. е.

$$\mathbf{V}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{V}(\mathbf{r})e^{-\gamma t}.$$

$\mathbf{V}(\mathbf{r})$ и γ называют соответственно собственными векторами и собственными функциями задачи. Магнитное поле удовлетворяет уравнению (153). Тороидальное поле равно

$$\mathbf{V}_T = \text{rot}(\mathbf{r}T) = \nabla T \times \mathbf{r}.$$

С помощью (П25) записываем

$$\nabla^2 \mathbf{V}_T = \nabla^2(\nabla T) \times \mathbf{r} - (\nabla^2 \mathbf{r}) \times \nabla T + 2(\nabla \nabla T) \dot{\mathbf{x}}(\nabla \mathbf{r}).$$

Согласно (П13),

$$(\nabla \nabla T) \dot{\mathbf{x}}(\nabla \mathbf{r}) = (\nabla \nabla T) \dot{\mathbf{x}} \mathcal{J} = -\text{rot}(\nabla T) = 0.$$

Кроме того, $\nabla^2 \mathbf{r} = 0$. Следовательно, (153) принимает вид

$$\eta \nabla(\nabla^2 T) \times \mathbf{r} = -\gamma \nabla T \times \mathbf{r}. \quad (166)$$

Это уравнение удовлетворяется при условии

$$\eta \nabla^2 T = -\gamma T. \quad (167)$$

Если мы теперь рассмотрим одну гармоническую компоненту и запишем T в форме

$$T = F(r)S_n(\theta, \phi)e^{-\gamma t}, \quad (168)$$

то получим

$$\eta \left\{ (1/r^2)(d/dr)(r^2 dF/dr)S_n + (F/r^2)D^2 S_n \right\} = -\gamma F S_n. \quad (169)$$

Можно показать [с учетом (П95)], что в (169) S_n является общим множителем. Отсюда следует, что скаляр T , определенный согласно (168), является собственным вектором, и остается лишь найти вид $F(r)$. После сокращения обеих частей (169) на S_n , мы можем записать

$$\frac{d^2 F}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dF}{dr} - F \left[\frac{n(n+1)}{r^2} - \frac{\gamma}{\eta} \right] = 0. \quad (170)$$

Если мы введем новые переменные x и f по формулам

$$r = x(\eta/\gamma)^{1/2}, \quad (171)$$

$$f = (x)^{1/2} F \quad (172)$$

и сделаем соответствующие подстановки в уравнении (170), то оно примет вид

$$\frac{d^2 f}{dx^2} + \frac{1}{x} \frac{df}{dx} + f \left[1 - \frac{(n+\frac{1}{2})^2}{x^2} \right] = 0. \quad (173)$$

Это уравнение Бесселя [см. (П76)] и, следовательно, его решениями являются функции Бесселя

$$f(x) = J_{n+\frac{1}{2}}(x),$$

Возвращаясь к старым переменным, с помощью (171) и (172) получаем

$$F(r) = (\eta/\gamma)^{\frac{1}{2}} r^{-\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(r\sqrt{\gamma/\eta}). \quad (174)$$

Существует и другое решение уравнения (173), а именно $J_{-n-\frac{1}{2}}(x)$, но оно не является конечным при $r = 0$ и поэтому от него следует отказаться. Из граничного условия (165) следует, что при $r = a$ выражение (174) должно быть равно нулю, т. е. $a(\gamma/\eta)^{\frac{1}{2}}$ является решением уравнения

$$J_{n+\frac{1}{2}}(z) = 0. \quad (175)$$

Таким образом, для тороидального поля справедливо соотношение

$$\gamma = \eta\alpha^2/a^2,$$

где α — один из корней (175).

Если мы выразим скаляр полоидального поля в виде

$$P = \sum_n F(r) S_n(\theta, \phi),$$

то, подставив это выражение в уравнение (153), найдем, что и в этом случае $F(r)$ удовлетворяет (170), хотя граничное условие теперь другое. Объединяя (163) и (164), записываем

$$F'(a) + \frac{n+1}{a} F(a) = 0.$$

Следовательно,

$$a\sqrt{\gamma/\eta} J'_{n+\frac{1}{2}}(a\sqrt{\gamma/\eta}) + (n+\frac{1}{2}) J_{n+\frac{1}{2}}(a\sqrt{\gamma/\eta}) = 0.$$

Согласно (П77),

$$a\sqrt{\gamma/\eta} J_{n-\frac{1}{2}}(a\sqrt{\gamma/\eta}) = 0.$$

Таким образом, из граничных условий для полоидального поля следует соотношение

$$\gamma = \eta\alpha'^2/a^2,$$

где α' — теперь корень уравнения

$$J_{n-\frac{1}{2}}(z) = 0. \quad (176)$$

Каждое значение n дает бесконечное множество корней, соответствующее последовательности полей с различными скоростями диффузии (γ) и радиальными распределениями (поскольку $F(r)$ зависит от γ). При $n = 1$ корни уравнения (176) имеют вид $z = N\pi$, $N = 1, 2, 3, \dots$. В табл. 5 приведены некоторые из самых малых корней для нескольких первых функций Бесселя полуцелого порядка. Поскольку γ зависит лишь от величины корня и постоянной η/a^2 , мы видим, что мода самого медленного затухания полоидального поля соответствует первому нулю функции Бесселя

$$\gamma_{P1,1} = \eta\pi^2/a^2 = 3,4 \cdot 10^{-13} \text{ с}^{-1},$$

откуда следует, что

$$T_d = 2,9 \cdot 10^{12} \text{ с} = 9,2 \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

Самая медленная тороидальная мода имеет такую же постоянную времени, что и полоидальная мода при $n = 2$, т. е.

$$\gamma_{T1,1} = \gamma_{P2,1} = (4,49)^2 \eta/a^2 = 7,0 \times 10^{-13} \text{ с}^{-1},$$

что соответствует значению

$$T_d = 1,4 \cdot 10^{12} \text{ с} = 4,5 \cdot 10^4 \text{ лет.}$$

Таблица 5

Первые три нуля первых трех функций Бесселя полуцелого порядка

$J_1(x)$	$J_3(x)$	$J_5(x)$
2	2	2
3,14	4,49	5,76
6,28	7,73	9,10
9,42	10,91	12,32

Альвеновские волны. Максвелловское напряжение силовых линий (см. разд. 1.3) позволяет предполагать, что они могут вести себя как натянутые струны и поддерживать распространение некоторой волны. Простейшая ситуация возникает, когда неподвижная жидкость пронизана однородным магнитным полем и в направлении поперек поля происходят небольшие перемещения. В случае если жидкость проводящая, можно ожидать, что силовые линии будут тянуться за ней, и, следовательно, наряду с поперечными смещениями будет существовать и поперечная компонента магнитного

поля. Благодаря максвелловскому напряжению появится восстанавливающая сила, и в результате может возникнуть распространяющаяся волна.

Мы будем рассматривать незатухающие волны. Член с коэффициентом η в уравнении (146) связан с диссипацией, поэтому мы предположим, что $\eta = 0$, и, используя (П20) и (144), запишем это уравнение в виде

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{u} - \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{B}. \quad (177)$$

В уравнении (139) мы пренебрегли изменениями давления и некоторыми другими силами. Если бы мы не учли силу Лоренца, оставив только член, характеризующий давление, то получили бы уравнение, описывающее распространение звука. Таким образом, альвеновские и звуковые волны можно рассматривать как два предельных случая для семейства возможных волновых движений. Представим силу Лоренца [с учетом (П22)] в форме

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = (1/\mu)(\operatorname{rot} \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = (1/\mu)(\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} - \frac{1}{2} \nabla B^2). \quad (178)$$

Тогда (139) примет вид

$$\partial \mathbf{u} / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = (1/\rho \mu)(\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} - \frac{1}{2} \nabla B^2). \quad (179)$$

Пусть ось Z расположена в направлении невозмущенного магнитного поля $B_0 \hat{\mathbf{k}}$ и пусть \mathbf{b} — малое отклонение от однородного поля, так что

$$\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{k}} + \mathbf{b}. \quad (180)$$

Мы ищем решения для возмущенного поля в форме

$$\mathbf{b} = B_0 \hat{\mathbf{n}} f(z + Vt), \quad (181)$$

$$\mathbf{u} = u_0 \hat{\mathbf{n}} f(z + Vt), \quad (182)$$

которая соответствует распространению волновых движений в направлении $-Z$ ($\hat{\mathbf{n}}$ — постоянный единичный вектор в направлении возмущенных полей). В данном случае

$$\operatorname{div} \mathbf{B} = \operatorname{div} \mathbf{u} = 0,$$

следовательно,

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot \hat{\mathbf{k}} = 0, \quad (183)$$

т. е. волны являются поперечными. Подставляя (180) в (177) и (179), получаем

$$\partial \mathbf{b} / \partial t = B_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla \mathbf{u} - \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{b} + \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{u} \quad (184)$$

и

$$\partial \mathbf{u} / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = (1/\rho \mu)(B_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla \mathbf{b} + \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b} - \frac{1}{2} \nabla b^2). \quad (185)$$

Подставляя теперь (181) и (182) в (184), находим, что

$$\partial \mathbf{b} / \partial t = B_0 V \hat{\mathbf{n}} f', \quad (186)$$

Отметим, что f является функцией одной переменной ($z + Vt$), а f' обозначает производную по этой переменной. Поскольку, согласно (183),

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{b} = \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{u} = 0,$$

справедливо соотношение

$$B_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla \mathbf{u} = B_0 u_0 f' \hat{\mathbf{n}}.$$

Подстановка его в (184) дает

$$u_0 = V,$$

следовательно, мы можем записать

$$\partial \mathbf{u} / \partial t = V^2 \hat{\mathbf{n}} f'.$$

Соответственно другие члены в (185) принимают вид

$$\begin{aligned} B_0 \hat{\mathbf{k}} \cdot \nabla \mathbf{b} &= B_0^2 \hat{\mathbf{n}} f', \\ \frac{1}{2} \nabla \mathbf{b}^2 &= \hat{\mathbf{k}} B_0^2 f f', \end{aligned}$$

в то время как

$$\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = \mathbf{b} \cdot \nabla \mathbf{b} = 0.$$

Из уравнения для проекций членов в (185) на направление $\hat{\mathbf{n}}$ следует выражение для скорости альвеновских волн

$$V^2 = B_0^2 / (\rho \mu). \quad (187)$$

Фазовая скорость не зависит от частоты волны, следовательно, эти волны не имеют дисперсии.

Если в (146) и (139) включить члены с ν и η соответственно, то полученные уравнения будут описывать распространение затухающей волны. Кроме того, будет происходить горизонтальное рассеяние энергии. Если в среде имеются градиенты плотности в вертикальном направлении и вектор $\hat{\mathbf{n}}$ также имеет вертикальную компоненту, то волны должны совершать работу над средой. Этот эффект приводит к уменьшению вертикальных компонент скорости \mathbf{u} . Более подробно этот вопрос рассматривается Каулингом [145].

2.5. ГИДРОМАГНИТНЫЕ ДИНАМО

В разд. 2.3 отмечалось, что из всех предложенных механизмов образования главного поля лишь гипотеза о самовозбуждающемся динамо, работающем во внешнем ядре, способна объяснить извест-

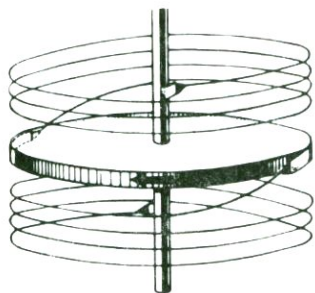


Рис. 43. Дисковое динамо, с помощью которого демонстрируется принцип работы самовозбуждающегося динамо. Условием его неустойчивости является отсутствие магнитного поля.

ные в настоящее время факты. В этом разделе мы рассмотрим попытки моделирования такого динамо с использованием принципов, изложенных в предыдущем разделе.

С первого взгляда может показаться, что самовозбуждающееся динамо противоречит закону Ленца. Но этот закон применим к телам, составные части которых не находятся в относительном движении. Если бы в статическом устройстве закон Ленца не выполнялся, это привело бы к неустойчивой ситуации и нарушению принципа сохранения энергии. В самовозбуждающемся динамо за счет относительного движения частей восполняется энергия, которая уходит в системе на джоулево нагревание. Благодаря самоиндукции каждая компонента системы удовлетворяет закону Ленца, однако динамо «устроено» так, что взаимная индукция отдельных частей более чем компенсирует их самоиндукцию.

Принцип его работы часто объясняют на примере простого дискового динамо (рис. 43). Периферийная часть диска электрически соединена с осью с помощью системы витков-колец. Диск вращается относительно них. Даже незначительное магнитное поле, параллельное оси, возбуждает электрическое поле в диске, направленное по его радиусу, в результате чего по цепи, включающей кольца, течет ток. Если эти кольца навиты правильно, ток увеличивает поле, пронизывающее диск.

Предположим, что кольца навиты так, что перпендикулярное к диску поле \mathbf{B} является однородным. Тогда электродвижущая сила, возникающая в диске радиуса a на участке от его оси до края, равна

$$\int_0^a \mathbf{E} \cdot d\mathbf{r} = \int \mathbf{v} \times \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} = \int B\omega r \, dr = \frac{1}{2} B\omega a^2. \quad (188)$$

В импеданс цепи вносят свой вклад как суммарное сопротивление R , так и индуктивность катушки L , следовательно,

$$\frac{1}{2} B\omega a^2 = IR + L \frac{\partial I}{\partial t}. \quad (189)$$

Если M — взаимная индуктивность катушки и диска, то поле связано с током соотношением

$$\pi a^2 B = MI;$$

Подставляя его в формулу (189), получаем уравнение

$$L(\partial B/\partial t) = (M\omega/2\pi - R)B,$$

которое имеет решение

$$B = B_0 \exp\left(t \frac{M\omega - 2\pi R}{2\pi L}\right).$$

Таким образом, если в начальный момент $t = 0$ плоскость диска пересекается случайным магнитным полем B_0 , то при условии $\omega > \omega_c$, где

$$\omega_c = 2\pi R/M,$$

это поле начнет экспоненциально расти.

С физической точки зрения неограниченное увеличение поля невозможно. Мы получили такое решение вследствие предположения, что независимо от напряженности поля угловая скорость ω постоянна. Поскольку сила Лоренца препятствует вращению, механический момент должен был бы неограниченно возрастать. Более реалистично считать, что момент, вращающий диск, не изменяется. Когда поле увеличивается, противодействие этому моменту также растет, и в результате угловая скорость уменьшается до тех пор, пока система не достигнет состояния равновесия при скорости ω_c . Амплитуда поля зависит не только от ω , но и от вращающего момента.

Теорию дискового динамо можно было бы развить значительно дальше. Рикитаки [493], рассмотрев пару связанных друг с другом дисков, обнаружил, что в такой системе могут происходить не только колебания, аналогичные флуктуациям векового хода, но даже инверсии поля. Еще более сложная система дисков была рассмотрена Инглисом [291].

Хотя геометрия дискового динамо существенно отличается от той, которая характерна для земного ядра, подход к проблеме динамо в ядре может проясниться при рассмотрении дискового динамо. Во-первых, возникает вопрос о том, может ли какое-либо движение поддерживать стационарное динамо. В отношении ядра этот вопрос далеко не тривиален, поскольку, как мы увидим позже, топология дискового динамо не характерна для ядра. Проблему поиска подходящей структуры потока называют *проблемой кинемати-*

ческого динамо. Так как установлено, что такой поток существует, следующей проблемой является исследование гидродинамики ядра с целью поиска какого-либо подходящего потока. Эта задача называется *проблемой гидромагнитного динамо*.

Внешнее ядро Земли между глубинами 3486 км и 1217 км почти наверняка состоит из жидкого железа с некоторой примесью менее плотного вещества, такого, как кремний или сера. Его электропроводность составляет $6 \cdot 10^5 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ (с точностью до множителя 3), а плотность увеличивается с глубиной от 9,9 до 12,2 ($\cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$). Точное значение температуры неизвестно, но она, несомненно, достаточно высока, чтобы вещество было немагнитным, а магнитная проницаемость была равна μ_0 .

ПРОБЛЕМА КИНЕМАТИЧЕСКОГО ДИНАМО. Эта проблема связана с решением уравнений (146), (140) и (15), а именно:

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \text{rot} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (190)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = \text{div } \mathbf{u} = 0. \quad (191)$$

Она привлекала к себе большое внимание в 1950-х и 1960-х годах. Цель исследований состояла в том, чтобы найти поля скоростей, которые обеспечивали бы или стационарный режим или рост полей в случае, когда левая часть (190) равна нулю или параллельна \mathbf{B} .

Гипотеза гидромагнитных динамо была впервые высказана Лармором [342], который предположил, что генерация магнитного поля Солнца обеспечивается динамо-механизмом. Большое влияние на раннем этапе развития этой идеи оказала теорема Каулинга [144], в которой утверждается, что если магнитное поле полностью осесимметрично, то самовозбуждающееся динамо невозможно. Было установлено несколько подобных теорем; некоторые из них перечисляются в работе [301, с. 129]. Их можно обобщить, сказав, что самовозбуждающееся динамо может существовать только в том случае, если имеется достаточная асимметрия как поля, так и потока вещества, а \mathbf{u} и $\text{rot} \mathbf{u}$ достаточно велики. Кроме того, если электропроводность бесконечна, то генерация поля невозможна [107]. Доказательства некоторых из этих утверждений приведены в работе Моффатта [412, гл. 6].

Мы докажем типичную теорему о невозможности динамо. В ней утверждается, что полоидальное поле не может быть вызвано чисто тороидальной скоростью [31]. Начнем с уравнения индукции (190), умножив скалярно обе его части на радиус-вектор \mathbf{r} :

$$(\partial / \partial t)(\mathbf{B} \cdot \mathbf{r}) = \text{rot} (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{r} + \eta \mathbf{r} \cdot \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (192)$$

Используя тот факт, что как \mathbf{V} , так и \mathbf{u} соленоидальны, получаем формулы

$$\nabla^2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{V}) = \mathbf{r} \cdot \nabla^2 \mathbf{V} + \mathbf{V} \cdot \nabla^2 \mathbf{r} + 2\nabla \cdot \mathbf{V} = \mathbf{r} \cdot \nabla^2 \mathbf{V} \quad (193)$$

и с учетом (П20)

$$\text{rot}(\mathbf{u} \times \mathbf{V}) = -\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{V} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{u}. \quad (194)$$

Уравнение (192) теперь принимает вид

$$(\partial/\partial t)(\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{u} \cdot (\nabla \mathbf{V}) \cdot \mathbf{r} = \mathbf{V} \cdot (\nabla \mathbf{u}) \cdot \mathbf{r} + \eta \nabla^2(\mathbf{r} \cdot \mathbf{V}). \quad (195)$$

Используя формулу (П21) для градиента скалярного произведения, а также (П12), записываем

$$(\partial/\partial t)(\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}) + \mathbf{u} \cdot \nabla(\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}) = (d/dt)(\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}) = \mathbf{V} \cdot \nabla(\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}) + \eta \nabla^2(\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}). \quad (196)$$

Но если скорость тороидальна, то произведение $\mathbf{u} \cdot \mathbf{r}$ равно нулю и (196) сводится к уравнению диффузии с постоянной времени $t = L^2/\eta$ (время диффузии электромагнитного поля), где L — масштаб длины для компоненты поля $\mathbf{V} \cdot \mathbf{r}$. Поскольку он должен быть положительным, радиальная компонента полоидального поля затухает с постоянной времени порядка $3 \cdot 10^5$ лет (если за L принять радиус ядра). Но полоидальное поле должно иметь радиальную компоненту. Следовательно, чисто тороидальный поток не может поддерживать полоидальное поле. Эта теорема в действительности позволяет получить более сильный результат. Бэйкус доказал также, что чисто тороидальный поток не может генерировать и тороидальное поле.

Основным вкладом теории кинематического динамо является доказательство того, что должны существовать структуры потока, которые могут генерировать постоянное магнитное поле. Если геометрия структуры достаточно сложна и она расположена к самовозбуждению, то определенно может существовать самовозбуждающееся динамо. Один из самых простых среди многих механизмов такого динамо был предложен Герценбергом [268]. В нем развивается идея Рикитаки о динамо, состоящем из двух дисков. Два цилиндра, оси которых перпендикулярны друг другу, вращаются в проводящей жидкости. Поле, которое возбуждается в каждом из них, усиливает поле в другом. Это единственная схема гидромагнитного динамо, по которой была создана действующая модель [367]. Однако характер потока, который необходим для работы такого динамо, хотя и не является невозможным в небольшом масштабе, кажется маловероятным в ядре.

Концепция «вмороженных» силовых линий, перемещающихся вместе с движущейся жидкостью (разд. 2.4), полезна для наглядно-

го представления многих идей из теории динамо. Может быть, самой простой из них является так называемый « ω -эффект», когда ядро вращается не как жесткая сфера, а с угловой скоростью, зависящей от радиуса. Западный дрейф недипольного поля означает, что часть ядра вращается с несколько меньшей скоростью, чем мантия. Представим себе, что силовые линии полоидального поля (более или менее соответствующие вне ядра полю диполя) пересекают такое ядро. Дифференциальное вращение будет «вытягивать» силовые линии из меридиональных плоскостей, создавая тем самым тороидальное поле из поля, которое в отсутствие дифференциального вращаения оставалось бы полоидальным. Таким образом, « ω -эффект» состоит в генерации тороидального поля из полоидального в результате вращаения.

Наоборот, генерация полоидального поля из тороидального может вызываться так называемым « α -эффектом». Представим себе в Северном полушарии ячейку восходящей конвекции. На горизонтальной поверхности вблизи основания ячейки имеет место конвергенция потока жидкости. Горизонтальная компонента кориолисова ускорения вызывает отклонение движущихся в Северном полушарии объектов вправо. Таким образом, жидкость, перемещающаяся вверх, приобретает ускорение, в результате чего происходит ее вращение против часовой стрелки (если смотреть сверху), аналогичное вихревому движению в атмосфере. Рассмотрим тороидальную силовую линию, проходящую в направлении «восток—запад». Из-за восходящего движения жидкости она превратится в разомкнутую петлю. Одновременно в результате вращаения жидкости направление оси петли сместится с севера на запад. Если мы теперь рассмотрим ток, который должен по ней течь [согласно уравнению (13)], то увидим, что он должен быть антипараллелен первоначальному тороидальному полю. Его можно представить в виде

$$\mathbf{J}_\alpha = \sigma \alpha \mathbf{B}, \quad (197)$$

где α в приведенном выше примере отрицательна. Величину

$$\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u} \quad (198)$$

называют *спиральностью* движения. Она положительна для восходящего потока в Северном полушарии и для нисходящего — в Южном; соответственно она отрицательна для нисходящего потока в Северном полушарии и восходящего — в Южном. Коэффициент α зависит от усредненной по пространству спиральности и имеет противоположный ей знак. Механизмы, в которых используются оба рассмотренных выше эффекта, называют *$\alpha\omega$ -динамо*.

Из (197) следует, что величина $\alpha \mathbf{V}$ эквивалентна электрическому полю \mathbf{E}_α . Если поле \mathbf{V} полоидально, то (в случае изотропной среды) поле \mathbf{E}_α также полоидально [уравнение (202) описывает более общий случай] и, следовательно, вектор $\text{rot} \mathbf{E}_\alpha = -\partial \mathbf{V} / \partial t$ должен быть тороидальным. Таким образом, благодаря α -эффекту тороидальное поле может образовываться из полоидального точно так же, как полоидальное поле — из тороидального. Существует класс механизмов динамо, в которых используются обе эти особенности α -эффекта. Их называют α^2 -динамо.

Динамо, построенное Буллардом и Геллманом [96], было основано на $\alpha\omega$ -принципе. Они рассматривали поток, который описывается уравнением

$$\mathbf{u} = \text{rot}(\mathbf{r}T) + \text{rot} \text{rot}(\mathbf{r}P),$$

где

$$T = F_1(r)P_1(\cos \theta); \quad P = F_2(r)P_2^2(\cos \theta) \cos 2\phi.$$

Первый член представляет собой тороидальный поток и преобразует первоначальное полоидальное поле в тороидальное (ω -эффект). Второй член соответствует полоидальному потоку и преобразует тороидальное поле в полоидальное. Вопрос состоит в том, в достаточной ли степени этот процесс усиливает полоидальное поле, чтобы могло образоваться самовозбуждающееся динамо. Если провести детальные расчеты, то оказывается, что число сферических гармонических членов ряда бесконечно, и в работе [229] было показано, что этот ряд не сходится.

Механизм Булларда—Геллмана в приведенной выше форме не относится к типу $\alpha\omega$ -динамо, поскольку вертикальный поток симметричен относительно экватора. Несмотря на то что спиральность, определенная согласно формуле (198), всюду отлична от нуля, ее среднее значение, а следовательно, и α равны нулю.

Аналогичное динамо, в котором в высоких широтах происходит восходящее, а не нисходящее движение, привело бы к образованию в обоих полушариях тороидальных токов в одном и том же направлении (поскольку тороидальное поле, вызванное дифференциальным вращением, имеет в разных полушариях противоположные знаки). Именно такая структура токов необходима для образования поля дипольного типа.

Многие пытались решить проблему сходимости в динамо Булларда—Геллмана, считая поток прерывающимся (см., например, [31]). Идея состоит в том, что когда потока нет, гармоники поля более высокого порядка затухают быстрее, чем гармоники бо-

лее низкого порядка (см. выше), и, рассматривая достаточно длительные паузы между периодами активности, можно обеспечить сходимость.

Интересное доказательство существования устойчивого динамо дал Лортц [364]. Используя цилиндрические координаты r, ϕ, z , он определил две величины

$$\xi = l\phi + kz; \quad q = (l^2 + k^2 r^2)^{-1/2} \quad (199)$$

Пересечение поверхностей уровня скаляра ξ с цилиндром постоянных значений r образует спиральные линии, тангенс угла наклона которых равен l/kr . Они также являются линиями тока, имеющими направление вектора

$$\mathbf{w} = -\hat{\phi} qkr + \hat{z} q l,$$

где $\hat{\phi}$ и \hat{z} — единичные векторы в направлениях возрастания соответствующих переменных. Лортц обнаружил, что периодичный по ξ спиральный поток, движущийся со скоростью

$$\mathbf{u} = g\mathbf{w} + \mathbf{w} \times \nabla G, \quad (200)$$

где

$$g = g_1(r) \sin \xi + g_2(r) \sin 2\xi, \\ G = G_1(r) \sin \xi,$$

мог бы генерировать постоянное во времени магнитное поле

$$\mathbf{B} = f\mathbf{w} + \mathbf{w} \times \nabla F, \quad (201)$$

где

$$f = f_1(r) + f_2(r) \cos \xi$$

и

$$dF/dr = r \int_0^r k l f_1'(t) q(t) dt - \frac{1}{r} \int_0^r k l f_1'(t) q(t) t^2 dt.$$

Эти векторы удовлетворяют уравнению (146) с равной нулю левой частью, т. е. они согласуются с установившимся невозрастающим полем. Рассмотрим теперь два коаксиальных цилиндра с радиусами r_1 и r_2 ($> r_1$). Если величину $k l f_1'$ положить равной нулю всюду вне интервала $r_1 < r < r_2$, то генерация поля будет ограничена этой областью, причем при $r > r_2$ поле будет чисто полоидальным, а при $r < r_1$ оно будет чисто тороидальным. Этот метод можно обобщить и на сферические области [63].

ТУРБУЛЕНТНЫЕ ДИНАМО. Интересно, что поток, пространственный период которого соответствует небольшой длине волны, может ге-

нерировать крупномасштабные магнитные поля (см., например, [251]). Это означает, что крупномасштабные движения в ядре, возможно, не являются необходимыми и что глобальные магнитные поля могли бы генерироваться в результате мелкомасштабного турбулентного движения жидкости в ядре. При рассмотрении турбулентных сред обычно определяют средние величины и отклонения от них. Следовательно, мы можем записать

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}',$$

$$\mathbf{u} = \mathbf{u}_0 + \mathbf{u}',$$

где \mathbf{V}_0 и \mathbf{u}_0 — средние значения. В зависимости от вида турбулентности усреднение может проводиться или по пространству, или по времени, однако в общем случае мы можем считать, что средние значения взяты и по пространству, и по времени с учетом масштабов длины и времени турбулентного потока. С теоретической точки зрения преимущество турбулентных динамо состоит в том, что в них усредненные поля \mathbf{V}_0 и \mathbf{u}_0 могут быть осесимметричными, поскольку на данный случай не распространяются запреты теорем о невозможности динамо. Теорию магнитной гидродинамики турбулентного потока иногда называют *электродинамикой усредненного поля*.

Индукированное электрическое поле равно

$$\mathbf{u} \times \mathbf{V} = \mathbf{u}_0 \times \mathbf{V}_0 + \mathbf{u}_0 \times \mathbf{V}' + \mathbf{u}' \times \mathbf{V}_0 + \mathbf{u}' \times \mathbf{V}'$$

или после усреднения

$$\overline{\mathbf{u} \times \mathbf{V}} = \mathbf{u}_0 \times \mathbf{V}_0 + \overline{\mathbf{u}' \times \mathbf{V}'}$$

Последний член представляет собой «турбулентное» электрическое поле \mathbf{E}_T . Оно зависит от ковариации \mathbf{u} и \mathbf{V} и может быть записано с помощью двух тензоров ковариации \mathcal{A} и \mathcal{B} :

$$\mathbf{E}_T = \mathcal{A} \cdot \mathbf{V}_0 - \mathcal{B} \cdot \text{rot } \mathbf{V}_0, \quad (202)$$

В случае изотропной турбулентности тензоры сводятся к скалярам

$$\mathbf{E}_T = \alpha \mathbf{V}_0 - \beta \text{rot } \mathbf{V}_0, \quad (203)$$

где α — параметр, введенный при записи уравнения (197). Строго говоря, он является псевдоскаляром (см. приложение 1), поскольку его знак зависит от среднего значения спиральности потока и поэтому изменяется при переходе от правой системы координат к левой. Знак коэффициента β при этом не изменяется, а $\text{rot } \mathbf{V}_0$ изменяется. Следовательно, если турбулентность имеет зеркальную симметрию (т. е. средняя спиральность равна нулю), то $E_T = 0$.

Уравнение (203) можно записать в виде

$$\mathbf{E}_T = \alpha \mathbf{V}_0 - \mu \beta \mathbf{J}_0,$$

где \mathbf{J}_0 — средняя плотность тока. Следовательно,

$$\mathbf{J}_0 = \sigma(\mathbf{E}_0 + \alpha \mathbf{V}_0 - \mu \beta \mathbf{J}_0),$$

$$\mathbf{J}_0(1 + \mu \sigma \beta) = \sigma(\mathbf{E}_0 + \alpha \mathbf{V}_0),$$

и мы можем определить эффективную «турбулентную» электропроводность σ_T формулой

$$\sigma_T = \sigma(1 + \mu \sigma \beta)^{-1} = \sigma(1 + \beta/\eta)^{-1}.$$

Если коэффициент турбулентной диффузии записать в виде

$$\eta_T = (\sigma_T \mu)^{-1} = \eta + \beta,$$

то можно видеть, что β имеет форму коэффициента диффузии или вязкости. Следовательно, наличие турбулентности уменьшает эффективную электропроводность и увеличивает эффективную вязкость.

Коэффициенты α и β обычно трудно вычислить, но в случае высокой электропроводности можно показать [503, с. 165], что

$$\alpha = -\frac{1}{2} \int_0^\infty \overline{\mathbf{u}'(x, t) \cdot \text{rot } \mathbf{u}'(x, t - T)} dT \quad (204)$$

$$\beta = \frac{1}{2} \int_0^\infty \overline{\mathbf{u}'(x, t) \cdot \mathbf{u}'(x, t - T)} dT, \quad (205)$$

где черта означает усреднение по пространству.

Устойчивость динамо. Уровень развития теории кинематических динамо достаточен для того, чтобы показать, что в однородной проводящей жидкой сфере могут существовать самовозбуждающиеся динамо. Однако вопрос об устойчивости динамо, по-видимому, не привлекал к себе особенно большого внимания. Существование решения уравнения (146) при $\partial \mathbf{V} / \partial t = 0$ является необходимым условием стационарности динамо. Для того чтобы оно было и достаточным, необходимо показать, что решение устойчиво по отношению к малым изменениям \mathbf{V} и что для конкретного потока ситуация, в которой $\mathbf{V} = 0$ [а это также есть решение уравнения (146)], является неустойчивой.

Теория гидромагнитного динамо. Мы показали, что при определенных конфигурациях потока в жидком ядре может генерироваться стационарное или осциллирующее магнитное поле. Следующий

шаг состоит в поиске таких конфигураций, что составляет содержание проблемы гидромагнитного динамо и является главной целью исследований в области динамо начиная с 1970 г. Несмотря на то что в этом направлении был достигнут значительный прогресс [412], никто еще не предложил решения, которое могло бы претендовать на отражение действительной ситуации в земном ядре. Уравнение, которое при этом необходимо решать — это уравнение Навье—Стокса (139), включающее силы Лоренца и Кориолиса. Теория гидромагнитного динамо является областью активных исследований, поэтому ее подробное рассмотрение могло бы увести нас достаточно далеко от обсуждаемых здесь вопросов.

Важной величиной, которую необходимо исследовать, является спиральность $\mathbf{u} \cdot \text{rot } \mathbf{u}$, поскольку она влияет на значение α и связана с масштабом турбулентности. В отсутствие сил Лоренца, когда турбулентность образуется в некотором масштабе длины, утечка энергии происходит в более мелком масштабе, а по мере подведения энергии к жидкости извне она с такой же скоростью рассеивается силами вязкости. При определенных условиях α достигает максимума, соответствующего «резонансному» значению длины волны [412, с. 254].

Когда силы Лоренца значительны, спиральность включает член, связанный с индукцией магнитным полем. В результате активность динамо возрастает [105], хотя в присутствии поля турбулентность должна в конечном счете затухать.

Для того чтобы генерация поля была эффективной, поднимающаяся и опускающаяся жидкость должна иметь некоторую асимметрию по широте. Приемлемая модель описывается соотношением

$$\alpha = \alpha_0 \cos \theta \quad (\theta \text{ — дополнение широты}).$$

Малкус и Проктор [379] показали, что существует критическое значение

$$\alpha_c = 4,49 \eta / a \quad (a \text{ — радиус сферы}),$$

ниже которого дипольное поле генерироваться не может.

В качестве примера гидромагнитного динамо мы кратко опишем модель, предложенную Буссе [100, 101, 103]. Эксперименты с жидкостью, вращающейся в пространстве между двумя сферическими поверхностями, показали [108], что поток стремится принять форму конвективных цилиндров, как показано на рис. 44. Хотя спиральность самого потока равна нулю, возмущения, вызванные контактом вращающихся цилиндров со сферической границей, приво-

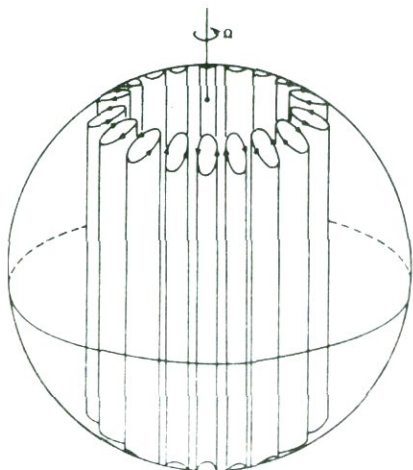


Рис. 44. Схема конвекции в быстро вращающейся жидкой сфере. Воспроизводится из работы [100] с разрешения издательства «Кембридж Университи Пресс» и автора.

дят к образованию потока, параллельного осям этих цилиндров, который обеспечивает необходимую спиральность. Это возможно только в случае, когда вязкость ν не равна нулю.

Рассмотренная Буссе модель состоит из тороидальной полости с наклоненными верхней и нижней гранями, которая аппроксимирует область сферы, занятую конвективными цилиндрами. Анализ модели осуществляется в четыре этапа.

1. Определение параметров потока жидкости путем решения уравнения (139) без учета влияния силы Лоренца.

2. Решение для этого потока задачи кинематического динамо [уравнение (146)].

3. Выполнение шага 1 с учетом силы Лоренца как возмущения для наиболее быстро растущей моды магнитного поля, найденного на шаге 2.

4. Пересчет магнитного поля для измененного потока.

Для того чтобы убедиться, что силу Лоренца можно считать возмущением, оценивают величину $|\alpha_0 - \alpha_c|$ вблизи минимума, который определяется значением коэффициента вязкости ν . К сожалению, его величина в земном ядре известна очень плохо [301, с. 44].

В этой модели равновесное значение магнитного поля достигается, когда плотность магнитной энергии мала по сравнению с плотностью кинетической энергии. Буссе считает [105], что это условие обеспечивается ограничением значений полоидального и тороидального полей благодаря динамическим эффектам. Иначе говоря, большая часть кориолисовой силы уравновешивается градиен-

тами давления (геострофическим течением), а не лоренцевыми силами (магнитострофическим течением).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ. К настоящему времени показано, что самовозбуждающиеся динамо могут возникать при различных конфигурациях течений. Почти не осталось сомнений в том, что в основе образования главного поля лежит некоторая разновидность механизма динамо в ядре. При этом источник энергии остается неизвестным, однако если предположить, что происходит конвекция, то основное течение, по-видимому, принимает форму конвективных цилиндров, проходящих через жидкое ядро параллельно оси вращения. Преобладающий поток в этих цилиндрах параллелен плоскости экватора (в отличие от вихревых течений в атмосфере), однако для работы динамо необходимо, чтобы существовала некоторая компонента, параллельная оси вращения. Надежность этих выводов зависит в некоторой степени от величины напряженности тороидального поля в ядре, которая до сих пор неизвестна.

2.6. ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ ДИНАМО

Проблема гидромагнитного динамо по существу не зависит от точного знания источника энергии, необходимого для приведения его в действие. Хотя в решении этой проблемы достигнут значительный прогресс, вопрос об источнике энергии все еще остается открытым. Из теорем о невозможности динамо ясно, что поток жидкости должен иметь некоторую радиальную компоненту, что соответствует движению, аналогичному конвекции. Кроме того, в системе токов, возбуждающих поле, должна происходить диссипация энергии в результате омического нагрева. Таким образом, проблема состоит в том, чтобы найти вероятный источник энергии, который мог бы поддерживать такое течение жидкости во внешнем ядре и обеспечивать необходимую мощность на протяжении по крайней мере половины времени существования Земли.

В настоящее время внимание исследователей сконцентрировано на трех возможных источниках энергии: конвективном теплообмене за счет либо первоначального тепла ядра, либо энергии радиоактивности; конвекции, вызванной физическими или химическими процессами на одной из границ внешнего ядра, включая вековые изменения; потоке жидкости, который приводится в движение гравитационными моментами, создаваемыми Солнцем и Луной относительно Земли. Рассмотрим сначала вопрос о необходимой мощности.

Мощность, необходимая для динамо. В работе [506] из соображений размерности было показано, что мощность, которая рассеивается в динамо, пропорциональна σ^{-2} , где σ — электропроводность внешнего ядра, которую часто принимают равной $5 \cdot 10^5 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$. При этом обычно допускают, что приведенное значение может по меньшей мере в три раза отличаться от истинного. Даже если бы другие переменные были известны, из-за неточного знания электропроводности оценка требуемой мощности могла бы изменяться по величине на порядок. Однако самая большая неопределенность связана с тем, что мы не знаем напряженности тороидального магнитного поля в ядре. Брагинский [83] склоняется к тому, что отношение тороидального поля к полоидальному порядка 500, что соответствует мощности диссипации 10^{12} Вт. По оценке Булларда [95] эта величина составляет $2 \cdot 10^9$ Вт, а по оценке Малкуса [378] — $2,3 \cdot 10^{10}$ Вт. Буссе отдает предпочтение меньшей величине. Рочестер и др. [506] считают, что ее нижняя граница равна 10^9 Вт. Верхний предел $4 \cdot 10^{13}$ Вт обусловлен тем фактом, что все рассеянное тепло в конечном счете достигает поверхности и вносит свой вклад в проходящий через нее тепловой поток [253].

Тепловая конвекция. Возможно, наиболее очевидным механизмом поддержания конвекции во внешнем ядре является перенос тепла из внутреннего ядра к мантии в процессе тепловой конвекции. Этот механизм был постулирован Буллардом [95] и использовался в более ранних моделях кинематического динамо (например, в [96]).

О распределении температуры в недрах Земли нам известно очень немного. По сейсмическим данным радиус внешнего ядра составляет 3486 км, а внутреннего — 1217 км [551]. По характеру распространяющихся волн, а также по скачкам скорости на границах можно заключить, что внешнее ядро жидкое, а внутреннее — твердое. Рассмотрение скоростей сейсмических волн и плотности наряду с результатами экспериментов по ударным волнам [23] показывает, что мантия состоит из силикатов, а внешнее ядро — из железа (90%) с примесью более легкого вещества. В качестве такого вещества предлагались кремний, сера, кислород и углерод. Однако данных, которыми мы располагаем, недостаточно для того, чтобы сделать выбор между этими элементами. Внутреннее ядро, по видимому, состоит из твердого железа с примесью небольшого количества никеля.

Для того чтобы удовлетворить этим ограничениям, необходимо принять, что температура на границе между внутренним и внеш-

ним ядром близка к точке плавления железа при преобладающем на этой глубине давлении (оно известно точно и составляет $3,38 \cdot 10^8$ паскалей) и что температура во внешнем ядре никогда не опускается ниже характерной для него точки плавления. Трудность состоит в том, что мы не знаем температуры плавления железа при таких давлениях, а также того, какое влияние оказывает более легкая составляющая. В лабораторных экспериментах достигается лишь 1/100 необходимого давления. Проводить экстраполяцию на два порядка по величине опасно, и, кроме того, мы недостаточно хорошо понимаем возможные изменения фазы. Неизвестно также влияние примесей, содержащихся в жидком железе; согласно Стейси [549], оно может быть значительным, намного снижая температуру плавления во внешнем ядре по сравнению с внутренним. Поэтому неудивительно, что оценки температуры на границе между внутренним и внешним ядром изменяются в широком диапазоне: примерно от 4000 К [272] до более чем 7000 К [13, 348].

Более важным, чем температура на границе между внутренним и внешним ядром, является градиент температуры во внешнем ядре и его связь с адиабатическим градиентом. Хиггинс и Кеннеди [272] считают, что разность температур во внешнем ядре составляет лишь 500 К. В других моделях [591] ее полагают равной 1500 К.

Когда некоторая ячейка жидкости поднимается вверх, в результате уменьшения давления происходит ее адиабатическое охлаждение. Если градиент температуры в жидкости мал, то рассматриваемая ячейка будет холоднее и плотнее, чем окружающая среда, и поэтому будет опускаться в исходное положение. Такое состояние называют *конвективной устойчивостью*, а соответствующий градиент температуры — *подадиабатическим*. Если градиент температуры достаточно велик (и направлен вниз), то ячейка жидкости, несмотря на ее адиабатическое охлаждение, будет все же более теплой и, следовательно, менее плотной, чем окружающая среда, и будет продолжать движение вверх. Такое положение называют *конвективной неустойчивостью*, а соответствующий градиент температуры — *нададиабатическим*. Температурный градиент, который точно соответствует адиабатическому охлаждению, называют *адиабатическим градиентом*. Тепловая конвекция возможна лишь в нададиабатических условиях. Поэтому очень важно знать, являются ли условия во внешнем ядре подадиабатическими или нададиабатическими. Для этого необходимо иметь оценки как градиента температуры, так и адиабатического градиента. Можно показать [например, [301, с. 100]], что адиабатический градиент равен

$$(\partial T / \partial z)_s = g \alpha T / c_p,$$

где g — ускорение силы тяжести, α — коэффициент теплового расширения, T — абсолютная температура, а c_p — удельная теплоемкость при постоянном давлении. Эту формулу можно переписать в виде

$$(\partial T/\partial z)_s = gT\Gamma/\phi, \quad (206)$$

где

$$\Gamma = \alpha k/\rho c_p = \alpha\phi/c_p$$

— безразмерный параметр [аналогичный параметру Грюнайзена [551]], близкий по величине к единице, а ϕ (отношение объемного модуля упругости к плотности) известно из сейсмических данных. В уравнении (206) предпринята попытка выразить градиент $(\partial T/\partial z)$ через известные величины. Однако параметр Γ к ним совсем не относится и, возможно, не имеет ничего общего с параметром Грюнайзена, который, строго говоря, применим лишь к твердым телам.

Хиггинс и Кеннеди [272] пришли к выводу, что для внешнего ядра адиабатический градиент больше, чем градиент, соответствующий точке плавления, который в свою очередь превышает фактический градиент температуры. Это обеспечивает конвективную устойчивость внешнего ядра, делает тепловую конвекцию невозможной и препятствует возникновению других типов конвекции. В работе [331] Кеннеди и Хиггинс отмечают, что, для того чтобы их оценка градиента, соответствующего точке плавления, совпала с величиной адиабатического градиента, необходимо, чтобы параметр Γ был не больше, чем 0,64. Однако они считают, что в интервале 600 км внешнего ядра, примыкающем к внутреннему ядру, ускорение g , а следовательно, и $(\partial T/\partial z)_s$ малы и конвекция возможна.

Многие авторы не согласны с Хиггинсом и Кеннеди. Стейси [551] подвергает сомнению их экстраполяцию точки плавления и предполагает, что разность температур во внешнем ядре составляет 1160 К. В работе [591] также высказывается несогласие с их оценкой точки плавления.

Если предположить, что тепловая конвекция во внешнем ядре возможна, то необходимо, чтобы источник тепла находился во внутреннем или во внешнем ядре. Наиболее вероятным источником тепла, по-видимому, можно считать радиоактивный изотоп калия ^{40}K . Если легкой компонентой вещества внешнего ядра является сера, то там мог бы существовать и изотоп ^{40}K [349]. Постоянная времени динамо, работающего на таком источнике тепла, состав-

ляла бы $2 \cdot 10^9$ лет, что соответствует почти трехкратному уменьшению напряженности геомагнитного поля со времен раннего протерозоя. В палеомагнитных измерениях напряженности это убывание поля не обнаруживается, хотя их точности вряд ли достаточно для исключения такой возможности. Если конвекция вызывается каким-либо источником тепла, то такой процесс должен быть неэффективным. Для значений температуры на границах внешнего ядра (3750 К и 4250 К), которые приведены в работе [251], термодинамический к.п.д. равен

$$\frac{4250 - 3750}{3750} = 13\%. \quad (207)$$

В результате тепловой конвекции этот к.п.д. уменьшится почти до 6% [551].

Как отмечалось в работе [506], существует нечто вроде тепловой обратной связи, которая усложняет процесс, поскольку омическая диссипация в динамо сама является источником тепла. По этой причине температура, стоящая в знаменателе выражения (207), является минимальной, а не максимальной [252].

НЕТЕПЛОВАЯ КОНВЕКЦИЯ. Любой процесс, в котором градиент плотности становится меньше, чем $g\rho^2/k$ (k — объемный модуль упругости), может вызывать конвекцию. Обычно наиболее вероятным считают процесс затвердевания жидкого железа на границе между внутренним и внешним ядром, который был впервые предложен Брагинским [82] и подробно описан Лопером [362]. Внешнее ядро состоит из железа с некоторой более легкой добавкой. В этой смеси больше железа, чем в эвтектике, поэтому после затвердевания твердая фаза состоит из чистого железа; в жидкой фазе остается больше легкой компоненты, и поэтому ее плотность меньше плотности окружающей жидкости. Таким образом, если затвердевание происходит на границе внутреннего ядра, оставшаяся в жидкой фазе более легкая составляющая поднимается через внешнее ядро, инициируя движение жидкости в радиальном направлении. Согласно Лоперу, в этом процессе может генерироваться мощность $1,76 \cdot 10^{12}$ Вт, которой достаточно для любой из предложенных моделей динамо. При этом напряженность тороидального поля может составлять 20 мТл. Лопер и Робертс [363] отметили, что тот же механизм может действовать даже в случае, когда условия в ядре подадиабатические, как предположили Кеннеди и Хиггинс.

Этот процесс не является циклическим — он одноразовый. Лопер вычислил, что за последние $2 \cdot 10^9$ лет (время, в течение которого Земля, как считают, имеет магнитное поле) радиус внутренне-

го ядра увеличился лишь на 200 км. Процесс прекратится, когда внешнее ядро настолько обогатится более легкой компонентой, что станет эвтектическим. По оценке Лопера, это произойдет через $37 \cdot 10^9$ лет. Однако в работе [519] отмечается, что более легкая компонента может оседать на границе ядра и мантии, где последняя растет за счет затвердевания. В результате этого процесса может образовываться область D'' (см., например, [98]).

МОМЕНТ ПРЕЦЕССИИ. Моменты, связанные с прецессией Земли, являются возможными причинами движения в ядре. Хотя такое предположение об источнике энергии динамо в настоящее время не так популярно, как когда-то, оно интересно и его стоит рассмотреть подробнее.

Поскольку Земля не является идеальной сферой, гравитационное притяжение Солнца и Луны создает моменты сил, которые так же, как и сами силы, действуют на ось Земли, заставляя ее прецессировать подобно оси вращения гироскопа. Картина осложняется тем, что орбита Луны наклонена к плоскости орбиты Земли (эклиптике), однако усредненным движением является прецессия вокруг нормали к эклиптике с периодом 25 730 лет. Скорость прецессии непосредственно зависит от *динамической эллиптичности*, равной $(C - A)/C$, где C и A — моменты инерции Земли относительно соответственно полярной и экваториальной осей. Эллиптичность поверхностей равной плотности уменьшается по направлению от поверхности Земли к ее центру и, следовательно, эллиптичность ядра меньше, чем Земли в целом. Динамическая эллиптичность ядра составляет около $3/4$ от величины этого параметра для мантии. Таким образом, если бы они не были связаны между собой, ядро прецессировало бы со скоростью, составляющей $3/4$ от скорости прецессии мантии. Но, поскольку ядро находится внутри мантии, они должны прецессировать вместе. Дополнительный момент, необходимый для того, чтобы ядро прецессировало с большей скоростью, соответствующей скорости прецессии Земли, передается ему мантией.

Эта задача для ядра с нулевой вязкостью была решена Пуанкаре. В системе координат, вращающейся и прецессирующей вместе с мантией, подобно фиктивному центробежной и кориолисовой силам, вводится так называемая *сила Пуанкаре*, действующая на тело с радиусом-вектором \mathbf{r} :

$$\mathbf{F}_p = (\boldsymbol{\omega} \times \boldsymbol{\Omega}) \times \mathbf{r},$$

где $\boldsymbol{\omega}$ и $\boldsymbol{\Omega}$ — угловые скорости вращения и прецессии соответственно. Вектор \mathbf{r} в скобках направлен вдоль линии пересечения плоско-

стей экватора и эклиптики. Период его вращения относительно Земли составляет сутки, следовательно, и сила Пуанкаре действует с суточной периодичностью. Благодаря моменту этой силы ядро прецессирует вместе с мантией. В состоянии равновесия момент создает в ядре поток, который обеспечивает его равномерное вращение относительно мантии. Поскольку этот поток тороидальный, он не может создавать магнитное поле. По этой причине много лет тому назад считалось, что прецессия не может служить источником энергии для геомагнитного динамо.

Из-за этого потока угловые скорости ядра и мантии несколько отличаются друг от друга, причем угловая скорость ядра чуть меньше и направлена под малым углом ($0,3''$) по отношению к нормали к плоскости эклиптики.

Однако в том случае, когда учитывается вязкость (даже небольшая), структура потока оказывается другой. Вектор угловой скорости ядра уже не лежит в одной плоскости с вектором угловой скорости Земли и нормалью к плоскости эклиптики. Что более важно, при этом развивается турбулентность и начинает работать механизм переноса энергии вращения мантии к потоку в ядре. Малкус [377, 378] предположил, что мощности этого турбулентного течения достаточно для работы геомагнитного динамо.

Кроме момента, создаваемого силой Пуанкаре, необходимо рассмотреть два других момента, обусловленные силами вязкого трения и электромагнитными силами. Дело в том, что мантия может взаимодействовать с ядром или через момент сил вязкости, или благодаря электромагнитной связи. Последняя существует при наличии электрических и магнитных полей в мантии и может быть вызвана двумя причинами: утечкой тока из ядра или электромагнитной индукцией, возникающей вследствие относительного движения ядра и мантии. По оценке Лопера [361], оба указанных выше момента порядка 10^{17} Н · м. Малкус предполагает, что эта величина значительно больше — около 10^{20} Н · м.

Возникает вопрос: какая часть момента, необходимого для того, чтобы ядро прецессировало вместе с мантией, обеспечивается силами вязкости, а какая — электромагнитными силами? В основе аргументации Малкуса [378] лежит равновесие между частью силы Пуанкаре, с одной стороны, и силами Кориолиса и Лоренца, с другой. В случае турбулентного потока скорость жидкости в ядре составляет при этом $1,3 \cdot 10^{-6}$ м · с⁻¹. Эти выводы были подвергнуты критике в работе Рочестера и др. [506], которые показали, что, когда поток приводится в движение благодаря устойчивой прецессии, на обеспечение работы динамо может расходоваться не более 10^8 Вт.

Стейси в работе [550] представил аргументы в пользу того, что динамо работает в результате прецессии, но в более поздней работе [551] он отдал предпочтение одной из форм конвекции.

Различие точек зрения в литературе по этому вопросу, по-видимому, в значительной степени связано с важностью турбулентности для прецессии ядра. Структура потока, предложенная Буссе [103], вероятно, несовместима с видом турбулентности, которая требуется согласно Малкусу, но исключать другие типы потока слишком рано. Хотя в настоящее время и не считают, что именно прецессия является источником энергии для динамо, эту возможность исключить нельзя.

Другие источники энергии. Было предложено несколько других возможных источников, дающих требуемую мощность. В работе [279] было отмечено, что полусуточные приливы смещают границу между ядром и мантией на несколько сантиметров, и, если запаздывание по фазе имеет соответствующую величину, это смещение может приводить к образованию потока жидкости, текущей со скоростью порядка $10^{-2} \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$. Однако фазы смещений, вызванных земными приливами, малы и не очень хорошо определены [404, с. 301]. Буллард рассматривал этот механизм в работе [95] и отклонил его.

Вон и Куо [635] предположили, что необходимый поток жидкости может генерироваться в результате колебания внутреннего ядра относительно мантии. Постоянная затухания таких колебаний зависит от вязкости ядра, которая известна очень приблизительно.

Если в качестве значения вязкости взять нижнюю границу ее оценок (около 0,1 пуаза), то постоянная времени может достигать 10^3 лет. Это значение можно найти гравиметрическими методами. По наилучшим гравиметрическим данным верхний предел амплитуды колебаний составляет 6 см [104]. Вон и Куо считают, что возможным источником движения внутреннего ядра могут быть землетрясения, но Габбинс [251] не переоценивает роли землетрясений как возможных источников энергии.

Закключение. В настоящее время гипотеза о том, что источником энергии может быть некоторая разновидность нетепловой конвекции, подобная предложенной Лопером [362], по-видимому, сталкивается с меньшими трудностями, чем другие. Однако отсутствие данных о ряде важных характеристик ядра, особенно о напряженности тороидального поля, коэффициенте вязкости и возможности турбулентного потока, а также трудности построения подробной теории динамо, препятствуют получению определенного ответа на вопрос об источнике энергии.

Глава 3

ЛОКАЛЬНОЕ ПОЛЕ

Локальное поле*, определение которому было дано в разд. 1.2, существует благодаря минералам, называемым ферромагнетиками. Это обстоятельство приводит к трем важным геофизическим следствиям.

Первое, исторически самое старое, обусловлено большим экономическим значением наиболее распространенного магнитного минерала — магнетита. Таким образом, детальные измерения магнитного поля в ряде районов на континентах обнаруживают *магнитные аномалии* — области, в пределах которых поле значительно отличается по величине от поля соседних территорий. Эти локальные магнитные аномалии указывают на местоположение месторождений ценных минералов. Более детально указанный вопрос будет обсужден ниже в разд. 3.3.

Во-вторых, следует отметить, что совершенно отличная картина в распределении магнитных аномалий наблюдается в океанах. Изучение океанических аномалий тесно связано с теорией тектоники плит, которая пытается объяснить относительное положение и возраст континентов и океанов. Океанические аномалии будут рассмотрены в разд. 3.4.

В-третьих, направление и интенсивность намагниченности большинства пород зависят от магнитного поля, в котором они образовались, так что история геомагнитного поля может быть восстановлена по намагниченности пород известного возраста. Этот аспект будет обсужден в разд. 3.2. В разд. 3.1 дается краткое введение в сложные вопросы магнетизма горных пород. В противоположность многим другим областям геомагнетизма, упомянутые проблемы отражены в нескольких превосходных современных учебниках. Читатель может обратиться к книгам Нагаты [416], Ирвинга [294], Кокса [147], Мак-Элхинни [394], Стренгвея [562], Стейси и Банержи [552].

* В отечественной литературе принят термин *локальные аномальные поля*. — Прим. перев.

3.1. МАГНЕТИЗМ ГОРНЫХ ПОРОД

Существование магнитного момента атома обусловлено тремя причинами: во-первых, наличием кругового тока, образованного орбитальными электронами; во-вторых, наличием собственного магнитного момента электрона, связанного со спином и параллельного ему; в-третьих, наличием собственного магнитного момента ядра. Ядерные магнитные моменты столь малы, что в нашем рассмотрении ими можно пренебречь. Орбитальные моменты важны как средство осуществления связи спиновых моментов с кристаллической решеткой. Большинство свойств ферромагнитных материалов можно объяснить наличием собственного магнитного момента электрона. Величина этого момента составляет $9,3 \times 10^{-24}$ А/м² или один *магнетон Бора* (фундаментальная единица магнитного момента).

Большинство веществ слабо магнитны и намагничиваются только в магнитном поле. Они разделяются на два типа. Те из них, которые приобретают намагниченность в направлении, противоположном приложенному полю, известны как *диамагнетики*, а те, которые приобретают намагниченность в направлении, совпадающем с приложенным полем, называются *парамагнетиками*. Молекулы вещества первого типа магнитно нейтральны и становятся магнитными лишь в результате некоторых перестроек внутри молекул, вызванных магнитным полем. Молекулы вещества второго типа имеют собственный магнитный момент, обусловленный либо нескомпенсированными орбитальными электронами, либо спинами. В присутствии магнитного поля такие молекулы, представляющие собой магнитные диполи, стремятся ориентироваться параллельно приложенному полю, поскольку такая конфигурация, согласно (108), соответствует минимуму энергии.

В *ферромагнитных* веществах магнитные моменты также возникают благодаря спинам, однако в этом случае спины нельзя считать независимыми. Поскольку электроны являются элементарными частицами, они подчиняются определенным квантовомеханическим законам, из которых вытекает существование электростатических сил, не объяснимых в рамках классической физики. Последние известны под названием *обменных сил*. Их действие проявляется в том, что моменты соседних электронов ориентируются параллельно друг другу. Таким образом, в малом объеме материала существует намагниченность даже в отсутствие внешнего магнитного поля. Она известна как *спонтанная намагниченность*.

Важнейшим элементом, определяющим магнетизм горных пород, является железо. Оно встречается в минералах как в форме за-

кисных ионов Fe^{2+} , так и в форме окисных ионов Fe^{3+} . В связи с этим целесообразно рассмотреть электронную конфигурацию отдельного атома железа. В нейтральном состоянии она имеет следующий вид:

n	Оболочка	Число электронов		
		s	p	d
1	K	2		
2	L	2	6	
3	M	2	6	6
4	N	2		

В каждой оболочке может быть только два s -электрона и шесть p -электронов, и (если оболочки заполнены) их спины должны составлять антипараллельные пары. Но в подоболочке d может находиться 10 электронов. У закисных ионов (Fe^{2+}) два $4s$ -электрона (валентные электроны) потеряны, и во внешней подоболочке остается шесть $3d$ -электронов. Из этих шести электронов пять ориентированы в одном направлении, а шестой — антипараллельно всем остальным, что обуславливает магнитный момент иона, равный 4 магнетонам Бора. В случае окисных ионов (Fe^{3+}) оба $4s$ -электрона и один $3d$ -электрон являются валентными и оставшиеся пять $3d$ -электронов параллельны друг другу, что обуславливает магнитный момент иона, равный 5 магнетонам Бора. За небольшим исключением, ферромагнетизмом обладают только кристаллы; это свойство связано с упорядоченным расположением атомов в кристаллической структуре. Иллюстрацией этому служит тот факт, что гематит и маггемит, имеющие одинаковый химический состав, но разную кристаллическую структуру, обладают совершенно разными магнитными свойствами. В металлическом железе обменные силы выстраивают магнитные моменты ионов железа параллельно друг другу, однако магнитные минералы являются, как правило, окислами железа. Влияние иона кислорода, который сам по себе немагнитен, сводится к тому, чтобы изменить знак обменного взаимодействия (сверхобменное взаимодействие), в результате чего моменты соседних ионов становятся антипараллельными. Влияет ли это на суммарный магнитный момент или нет, зависит от кристаллической структуры. Вещества, в которых антипараллельные моменты строго скомпенсированы, называются *антиферромагнетиками*. Примером может служить гематит при низких температурах. Те вещества, в которых суммарный момент в одном направле-

нии больше, чем в противоположном, носят название *ферритмагнетиков*. Примером является магнетит. Большинство ферритов представляют собой ферритмагнетики.

Полная ориентация дипольных моментов, описанная выше, происходит лишь при нулевой абсолютной температуре. Выше этой температуры тепловая энергия препятствует полной ориентации, и в тем большей степени, чем выше температура. При некоторой температуре, определенной для каждого минерала, упорядочение электронных спинов сменяется разупорядочением и ферромагнетизм исчезает; материал становится парамагнетиком. Эта температура называется *точкой Кюри*. Соответствующая температура, характеризующая переход «порядок—беспорядок» для антиферромагнетика, носит название *точки Нееля*. При этом переходе восприимчивость и удельная теплоемкость обнаруживают аномальное поведение.

Обозначим спонтанную намагниченность при температуре T через M_s , а ее величину при нулевой абсолютной температуре — через M_0 . Теперь рассмотрим обменные силы, которые стремятся расположить спины параллельно друг другу. При абсолютном нуле не будет тепловой дезориентации спинов, и все они будут параллельны друг другу. При более высокой температуре T , некоторые спины ориентируются антипараллельно этому направлению. Часть тепловой энергии будет затрачиваться на удерживание спинов в антипараллельном положении, именно поэтому магнитные свойства влияют на удельную теплоемкость кристаллов. Пусть обменная энергия между двумя электронами с параллельными спинами будет $-W$, а между электронами с антипараллельными спинами $+W$. При температуре T из N электронов, окружающих одиночный электрон, N_p будут параллельны, а N_a — антипараллельны данному, где $N = N_p + N_a$. Для каждого из окружающих электронов вероятность оказаться параллельным данному будет выражаться как

$$P_p = N_p/N = N_p(N_p + N_a)^{-1} = e^{-E/kT} (e^{-E/kT} + e^{E/kT})^{-1}, \quad (208)$$

где E — общая обменная энергия (отрицательная) типичного электрона. Но

$$E = W(N_a - N_p) = NW \operatorname{th}(E/kT). \quad (209)$$

В терминах намагниченности

$$M_s/M_0 = (N_p - N_a)/N = -E/(WN). \quad (210)$$

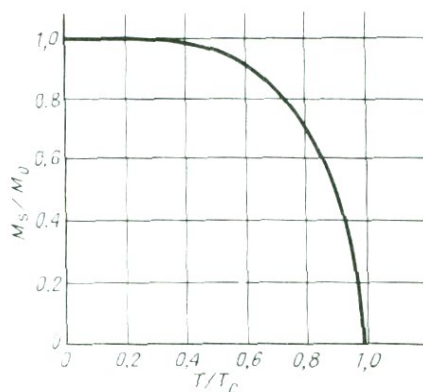


Рис. 45. Спонтанная намагниченность M_s как функция абсолютной температуры T ; M_s нормирована к спонтанной намагниченности при $T = 0$ (M_0), и T нормирована к точке Кюри T_c .

Подставляя значение E/WN из (209) и значение E из (210), получаем

$$M_s/M_0 = \text{th} [(WN/kT)(M_s/M_0)] = \text{th} [(T_c/T)(M_s/M_0)], \quad (211)$$

где температура $T_c = WN/k$. Результат численного решения этого уравнения представлен на рис. 45. При $T = T_c$ единственным решением является $M_s = 0$, т. е. T_c есть точка Кюри. Обращает на себя внимание быстрый рост M_s при понижении температуры от точки Кюри.

Анизотропия. Явление ферромагнетизма во многом определяется различными видами анизотропии, связанными с кристаллической структурой или формой тела. Наиболее важным видом анизотропии является *магнитокристаллографическая анизотропия*. Вследствие взаимодействия спинового и орбитального углового моментов в ионах железа на направление электронного спина влияет кристаллическая структура. Этот эффект проявляется в том, что энергия зависит от направления спонтанной намагниченности по отношению к осям кристаллической решетки. Рассмотрим направление с направляющими косинусами L, M, N относительно главных кристаллографических осей. Энергия магнитокристаллографической анизотропии может быть записана как

$$E = K_1(L^2M^2 + M^2N^2 + N^2L^2) + K_2L^2M^2N^2 \quad (212)$$

[547], где K_1 и K_2 — константы магнитокристаллографической анизотропии. Для случая магнетита обе константы отрицательны (исключая очень низкие температуры), так что минимум энергии соответствует $L = M = N$, т. е. направлению [111]. На рис. 46 показано распределение («карта») энергии как функция направления в кри-

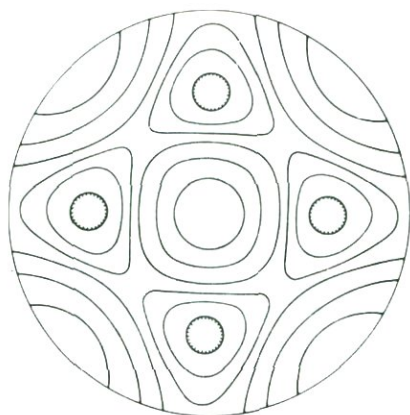


Рис. 46. Стереограмма, показывающая изолинии энергии магнитокристаллографической анизотропии в кристалле магнетита согласно уравнению (212). Центральный максимум соответствует направлению $[100]$, а четыре минимума располагаются в направлениях $[111]$. Смежные минимумы расположены на угловом расстоянии 70° и диагональные минимумы отстоят на 110° .

сталле. Направления с минимальными значениями энергии часто называют *осями легкого намагничивания*, поскольку кристалл легче намагнитить именно в этих направлениях. Обе константы K_1 и K_2 для магнетита имеют порядок 10^4 Дж \cdot м $^{-3}$. В отсутствие посторонних влияний, таких, как напряжение или внешнее поле, спонтанная намагниченность направлена вдоль одной из осей легкого намагничивания.

Форма магнитного тела также создает анизотропию. В горных породах магнитными телами являются зерна минерала. В разд. 1.3 было показано, что для вытянутого сфероида размагничивающий фактор вдоль оси симметрии есть

$$N_1 = (a^2 - 1)(a \operatorname{arctg} a - 1)$$

при

$$N_2 = N_3 = \frac{1}{2}(1 - N_1).$$

Если сфероид длинный и тонкий, то N_1 пренебрежимо мало по сравнению с N_2 , т. е. если $a = 1,005$, отношение большего диаметра к меньшему составляет 10:1, тогда $N_1 = 0,023$ и $N_2 = 0,488$. Если a становится очень большим, сфероид приближается к сфере и, согласно соотношениям (58), (66), $N = 0,333$ для всех направлений.

Внутреннее магнитное поле вместе с намагниченностью создает энергию на единицу объема

$$E = \frac{1}{2} \mu_0 N M_s^2. \quad (213)$$

Таким образом, минимум энергии соответствует минимальному значению N . Поэтому независимо от магнитокристаллографичес-

кой анизотропии зерна минералов стремятся намагнититься вдоль своих длинных осей. Такая анизотропия, связанная с формой зерен, называется *анизотропией формы*. Намагниченность не только зависит от кристаллической структуры, но и в свою очередь влияет на нее. Если кристалл намагничен, его форма несколько изменяется. Это явление известно как *магнитострикция*. При намагничивании тела от нуля до насыщения происходит относительное изменение его длины, называемое *константой магнитострикции*. Напротив, если кристалл находится под давлением, это оказывает влияние на его магнитокристаллографическую анизотропию. Если константа магнитострикции положительна, кристалл легче намагничивается в направлении растяжения. Гидростатическое давление подобного действия не оказывает. Изменение магнитных свойств под давлением известно как *пьезомагнитный эффект*. Более детально это явление обсуждается в разд. 3.5.

Явление магнитострикции может сказываться на палеомагнитных результатах. Одно из положений палеомагнитологии заключается в том, что намагниченность изверженных пород параллельна тому полю, в котором они остывали. Намагничивание могло происходить под давлением, а лабораторные измерения производятся, естественно, без воздействия давления. Вопрос состоит в том, параллельна ли приобретенная под давлением намагниченность горных пород приложенному полю и как может измениться направление намагниченности, когда действие давления прекращается. В работе [560] экспериментально показано, что в изотропных породах эти два эффекта компенсируют друг друга. (Хотя зерна минералов сами по себе анизотропны, горные породы, используемые в палеомагнитных определениях, в целом изотропны, поскольку представляют собой агрегаты большого количества очень малых зерен.) Таким образом, явление магнитострикции не ослабляет скольконибудь значительно позиций палеомагнетизма.

Домены. Любая система находится в устойчивом равновесии, если достигнут минимум энергии. Ниже перечислены различные виды энергии, которые вносят вклад в общую энергию магнитных зерен.

1. Обменная энергия.

2. Внутренняя магнитная энергия $\frac{1}{2} \mu_0 N M^2$, источником которой служит внутреннее размагничивающее поле.

3. Внешняя магнитная энергия $\frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H}$.

4. Энергия магнитокристаллографической анизотропии.

5. Энергия магнитострикции.

Чтобы обеспечить минимум обменной энергии, электронные спины ориентируются или параллельно, или антипараллельно, так что возникает некоторая спонтанная намагниченность (для ферро- или ферримагнитных материалов). Но это приводит к возникновению внутреннего размагничивающего поля и внешнего поля. Минимум общей энергии достигается в том случае, когда совместная ориентация электронных спинов распространяется на ограниченный объем, называемый *доменом*. Каждый домен окружен подобными же доменами с различными направлениями спонтанной намагниченности. Они отделены друг от друга тонкими стенками, которые могут быть искривлены, но обычно рассматриваются как плоскости. Размеры доменов, угол, который образуют стенки доменов с кристаллографическими осями, направления спонтанной намагниченности доменов и толщина стенок — все это контролируется условием минимизации общей энергии.

Рассмотрим маленький кристалл магнетита. Если бы спонтанная намагниченность имела одинаковое направление во всем кристалле, то обменная энергия была бы минимальна, но тогда существовала бы энергия размагничивания и внешняя магнитная энергия. В случае очень малого зерна общая энергия уменьшится, если образуются два домена с противоположно направленными спонтанными намагниченностями, разделенные плоской стенкой. Внешняя энергия уменьшится еще больше, если возникнут еще два домена, которые составят с уже имеющимися замкнутый контур, как показано на рис. 47.

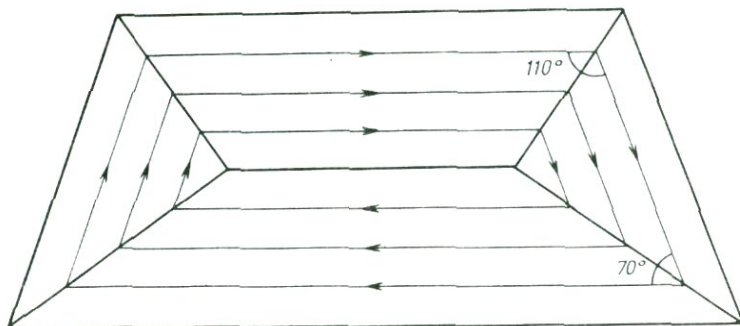


Рис. 47. Конфигурация доменных границ в магнетите, соответствующая минимуму энергии.

Энергия магнитокристаллической анизотропии будет минимальна в случае, если спонтанная намагниченность направлена вдоль оси легкого намагничивания [111] кристаллической решетки. Но эти направления составляют друг с другом углы 70, 110 и 180°. В магнетите, следовательно, направления намагниченностей двух соседних доменов составляют один из указанных углов. Доменные стенки имеют тенденцию занимать промежуточные положения между направлениями спонтанной намагниченности доменов, которые они разделяют, иначе возникла бы дополнительная энергия размагничивания, поскольку $\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ в (54) не равно нулю.

В отсутствие внешнего поля относительный размер доменов контролируется анизотропией формы зерна, причем более крупными являются те домены, спонтанная намагниченность которых параллельна длинной оси. В конечном счете толщина стенок доменов определяется балансом между обменной энергией и энергией магнитокристаллографической анизотропии. Чтобы изменить спонтанную намагниченность в двух соседних доменах в пределах одной кристаллической решетки потребовалась бы очень большая энергия. Она может стать много меньше, если направление спинов будет меняться постепенно в пределах стенки конечной толщины. Чем толще стенка, тем меньше обменная энергия. Однако в средней части стенки направление спинов не совпадает с осью легкого намагничивания, следовательно, существует некоторая магнитокристаллическая энергия анизотропии. Минимальная энергия стенок для магнетита достигается при толщине стенки 0,01 мкм.

Вследствие магнитострикции стенки с углами 70 и 110° создают напряжение внутри кристалла, поэтому 180°-е стенки обычно занимают больше пространства, чем другие типы стенок.

РАЗМЕР ЗЕРНА. Магнитные свойства пород в значительной степени зависят от размера зерен тех минералов, которые они содержат. Если зерна малы, то каждое может содержать лишь один домен, при этом обменная энергия достаточно велика, чтобы скомпенсировать внутреннее и внешнее поле. Чем меньше величина спонтанной намагниченности, тем большего размера может быть однодоменное зерно. Сферическое зерно магнетита может быть однодоменным при диаметре меньше 0,01 мкм. Эта величина соизмерима с толщиной доменной стенки, и представление о доменах едва ли применимо к таким малым частицам. Тепловая энергия (kT) становится сравнимой с магнитной энергией зерна, и материал, содержащий лишь такие зерна, ведет себя подобно парамагнитному материалу с большой восприимчивостью. Такие зерна называются *суперпарамагнитными*. Однако, как показали Эванс и Мак-Элхинни

[193], длинные тонкие зерна магнетита могут оставаться однодоменными и при большем размере. Такие зерна могут играть весьма существенную роль в палеомагнитных исследованиях. Зерна гематита, спонтанная намагниченность которого меньше, могут оставаться однодоменными вплоть до 1 мм, что превышает размер гематитовых зерен, обычно встречающихся в горных породах.

Однодоменные и многодоменные зерна по-разному реагируют на приложенное магнитное поле. В обоих случаях приложенное поле поворачивает вектор намагниченности от оси легкого намагничивания к направлению поля. В многодоменных зернах приложенное поле заставляет доменные стенки двигаться таким образом, чтобы домены со спонтанной намагниченностью, параллельной приложенному полю, становились больше, а домены с намагниченностью, противоположной полю, — меньше. Таким образом, эти зерна приобретают во внешнем поле магнитный момент. Движение доменных стенок не имеет плавного характера. Из-за несовершенства кристалла доменные стенки в определенных положениях имеют меньшую энергию, поэтому они перемещаются скачками из одной потенциальной ямы в соседнюю. Именно этот эффект должен являться причиной нарушения непрерывного характера процесса намагничивания, известного как *скачки Баркгаузена* при намагничивании крупных зерен. Однако существует область размеров зерен, для которых дискретность положений доменных стенок очень важна, потому что она заставляет зерна вести себя подобно однодоменным в том смысле, что они всегда имеют магнитный момент, величина которого меняется скачками. Такие зерна носят название *псевдооднодоменных*. Они были изучены Стейси [546] и описаны в работе [552].

Кривая магнитного гистерезиса. Теперь мы в состоянии понять кривую гистерезиса, описанную в разд. 1.3. Рассмотрим сначала тело, содержащее большое число многодоменных зерен в размагниченном состоянии. Когда прикладывается внешнее поле, направление спонтанной намагниченности каждого домена слегка поворачивается в направлении поля, а доменные стенки несколько смещаются от своих первоначальных положений. Когда поле снимается, как направление спонтанной намагниченности, так и стенки доменов возвращаются в исходное положение. В несколько более сильном поле некоторые доменные стенки перемещаются в следующие потенциальные минимумы через потенциальные барьеры, разъединяющие эти минимумы, причем стенки движутся так, чтобы возросла намагниченность, параллельная приложенному полю. Наконец, в сильном поле все доменные стенки смещаются до предела, и доме-

ны с неблагоприятно направленной намагниченностью исчезают. Начиная с этого момента, происходит очень незначительное увеличение намагниченности при увеличении поля, однако в еще более сильных полях направление намагниченности отклоняется от направления легкого намагничивания к направлению приложенного поля. Когда этот процесс завершается, дальнейшее увеличение поля не приводит к росту намагниченности. Достигается магнитное насыщение, и намагниченность тела становится равной

$$M = M_s f, \quad (214)$$

где f — часть объема породы, занятая магнитным минералом. Если затем напряженность приложенного поля будет уменьшаться, направление намагниченности в каждом кристалле возвращается от направления поля к направлению легкого намагничивания. При определенной величине поля возникают доменные стенки, но они не возвращаются в исходное положение. Когда приложенное поле уменьшается до нуля, доменные стенки остаются в положениях, предпочтительных для доменов, спонтанная намагниченность которых параллельна приложенному перед этим полю. Оставшаяся намагниченность называется *остаточной намагниченностью насыщения*. Если приложить поле обратного направления, доменные стенки будут продолжать двигаться так, чтобы благоприятствовать доменам, параллельным обратному полю. При определенной величине обратного поля доменные стенки достигают равновесного состояния (включая и отклонение спонтанной намагниченности), так что суммарный момент равен нулю. Напряженность этого обратного поля называется *коэрцитивной силой*. Дальнейшее увеличение обратного поля создает намагниченность обратного знака, и, когда оно становится достаточно большим, первоначальная намагниченность разрушается.

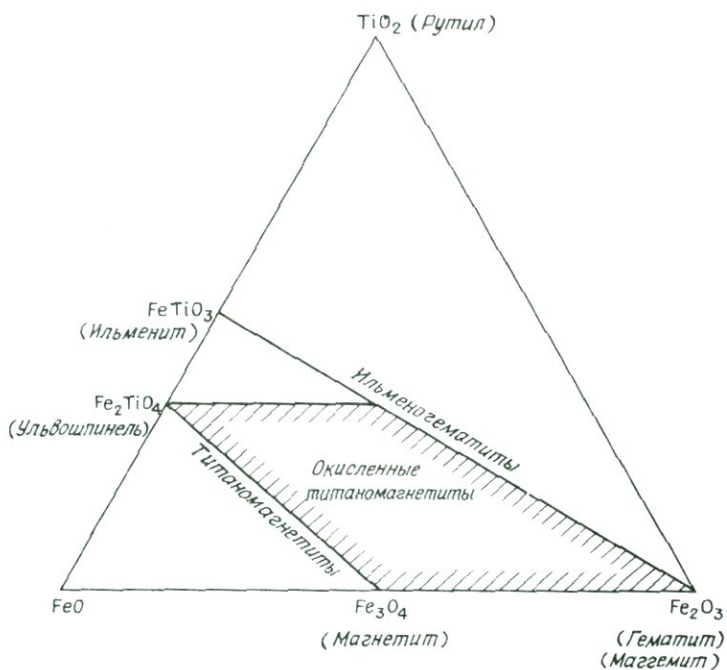
Породы, содержащие лишь однодоменные частицы, ведут себя подобным же образом. В этом случае отсутствуют доменные стенки, которые могли бы двигаться. Направление спонтанной намагниченности в присутствии поля отклоняется от первоначального положения. Когда поле достаточно велико, энергия доменов в магнитном поле превосходит потенциальный барьер между двумя смежными направлениями легкого намагничивания и намагниченность перескакивает в направление, более близкое к приложенному полю. Направления спонтанных намагниченностей слегка отклонены от направлений легкого намагничивания приложенным полем, а если поле достаточно велико, то они становятся параллельными приложенному полю, что подобно процессу насыщения многодо-

менных зерен. Когда поле снимается, многие зерна сохраняют свою спонтанную намагниченность в направлении легкого намагничивания, наиболее близком приложенному перед этим полю. Результирующая намагниченность является остаточной намагниченностью насыщения. Чтобы свести к нулю намагниченность, соответствующую первоначально приложенному полю, необходимо повернуть остаточную намагниченность некоторых зерен, создав намагниченность обратного направления, которая статистически уравнивает первоначальную. Необходимое для этого поле и есть коэрцитивная сила. Псевдооднодоменные зерна ведут себя подобно однодоменным.

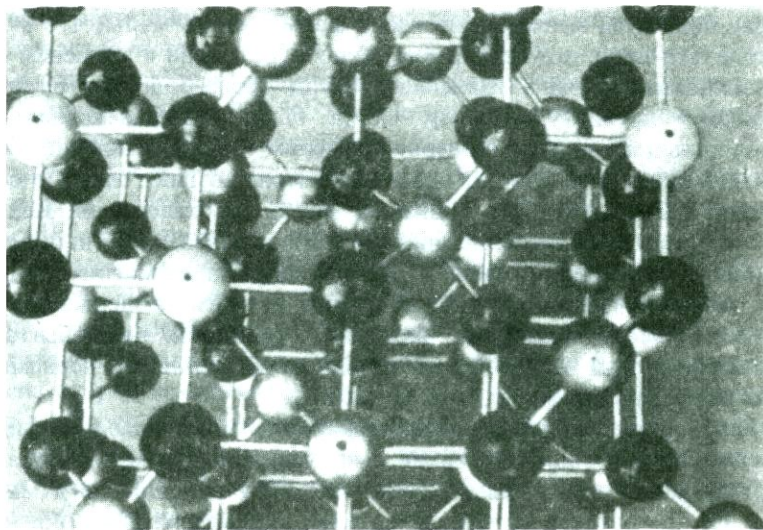
Существенное различие между одно- и многодоменными зернами заключается в том, что коэрцитивная сила для первых (которая зависит только от изменения направления спонтанной намагниченности) много больше, чем для вторых. Зерна с высокой коэрцитивностью стабильны в поле любого направления в течение очень длительного времени. Эти зерна, следовательно, несут стабильную остаточную намагниченность, необходимую для палеомагнитных исследований. Материал с высокой коэрцитивностью называют *жестким* (по аналогии с жесткой сталью), а материал с низкой коэрцитивностью — *мягким* (по аналогии с мягким железом).

МАГНИТНЫЕ МИНЕРАЛЫ. Магнитные минералы, играющие существенную роль в геофизике, представляют собой окиси железа, часто содержащие некоторое количество титана, и сульфиды железа. Перечень магнитных минералов приведен Стренгвеем [562]. Все они, кроме сульфидов, включены в тройную диаграмму TiO_2 , FeO , Fe_2O_3 (рис. 48).

Магнетит. С этим минералом связывают возникновение большинства локальных аномалий, поскольку он, с одной стороны, является сильно магнитным минералом, а с другой стороны, широко распространен. На тройной диаграмме (рис. 48) он занимает среднее положение между FeO и Fe_2O_3 . Формула магнетита, Fe_3O_4 , может быть переписана как $Fe^{2+}O \cdot Fe_2^{3+}O_3$. Взаимное расположение кислородных, закисных и окисных ионов показано на рис. 49. Существуют два типа кристаллографических положений по отношению к атомам кислорода: *A*-положения с тетраэдрическими координатами (каждый атом имеет 4 ближайших соседа) и *B*-положения с октаэдрическими координатами (каждый атом имеет 6 ближайших соседей). Совокупности этих положений образуют так называемые *A*- и *B*-подрешетки. На формульную единицу приходится два *B*-положения, одно из которых занято окисным ионом, а



48. Тройная диаграмма $\text{TiO}_2\text{—FeO—Fe}_2\text{O}_3$, на которой показан состав наиболее распространенных магнитных минералов.



49. Модель, демонстрирующая относительное расположение закисных, окисных железных атомов в магнетите.

другое — закисным, и одно *A*-положение, занятое другим окисным ионом. Действие обменных сил проявляется в том, что электронные спины *A*- и *B*-положений ориентированы антипараллельно друг другу. Таким образом, в двух *B*-положениях имеется 9 магнетонов и в *A*-положении — 5 магнетонов; это дает суммарный момент в 4 магнетона на формульную единицу, что соответствует спонтанной намагниченности в $475 \cdot 10^3 \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$.

Магнетит имеет кубическую кристаллическую структуру. Ось легкого намагничивания расположена вдоль пространственной диагонали куба. Угловые расстояния между диагоналями, как следует из сферической тригонометрии, составляют 70,5 или 109,5°. Ниже температуры 118 К магнетит претерпевает фазовый переход, превращаясь в орторомбический. При этом магнитокристаллографическая анизотропия изменяется так же, как и вся доменная структура. Если породу, содержащую магнетит, охладить ниже указанной выше температуры, а затем вновь нагреть в нулевом поле, она сохраняет небольшую часть своей остаточной намагниченности. Это указывает на присутствие однодоменных зерен, поскольку остаточная намагниченность, связанная с положением доменных границ, должна быть полностью уничтожена.

Из-за большой спонтанной намагниченности лишь очень маленькие зерна магнетита могут быть однодоменными. Зерна, имеющие более или менее сферическую форму, столь малы, что могут находиться лишь в суперпарамагнитном состоянии с временем намагничивания порядка нескольких секунд. Зерна большего размера, имеющие вытянутую форму, могут быть однодоменными или псевдооднодоменными, но зерна размером $> 10 \text{ мкм}$ обычно бывают многодоменными. Многодоменные зерна создают мягкую остаточную намагниченность с низким значением отношения Кенигсбергера, которая не вполне достаточна для палеомагнитных исследований, но является основой для интерпретации магнитных съемок. Однако известно, что стабильные магнетитосодержащие породы реально существуют. Вероятно, стабильная компонента их намагниченности обусловлена псевдооднодоменными зернами с диапазоном размеров от 1 до 10 мкм.

Титаномагнетиты. Многие минералы, известные в геологии как магнетиты, содержат титан и на тройной диаграмме (рис. 48) располагаются вдоль линии, соединяющей ульвошпинель и магнетит. Титан является четырехвалентным элементом. Один ион Ti^{4+} замещает один ион Fe^{3+} в *B*-положении и требует замены иона Fe^{3+} на ион Fe^{2+} в *A*-положении. Когда этот процесс, приводящий к образованию ульвошпинели (Fe_2TiO_4), полностью завершается,

один ион Fe^{2+} находится в *A*-положении и один — в *B*-положении, так что ульвошпинель является антиферромагнетиком. Однако при комнатной температуре этот минерал является парамагнетиком, так как его температура Нееля равна 120 К.

Титаномагнетиты также имеют кубическую кристаллическую решетку и образуют непрерывный ряд твердых растворов от магнетита до ульвошпинели. Точка Кюри и величина спонтанной намагниченности плавно убывают с увеличением содержания титана.

Маггемит. Минералы, расположенные на диаграмме (рис. 48) вдоль линии гематит — ильменит, образуются, как правило, путем окисления минералов ряда магнетит — ульвошпинель. Если магнетит окисляется при низких температурах, может образоваться минерал, называемый маггемитом ($\gamma - \text{Fe}_2\text{O}_3$). Он имеет объемно-центрированную кристаллическую решетку, подобно магнетиту, и многие его магнитные характеристики (спонтанная намагниченность, оси легкого намагничивания, константы магнитокристаллографической анизотропии и т. д.) близки к соответствующим характеристикам магнетита. Это означает, что кристаллическая структура гораздо больше влияет на упомянутые свойства, чем химический состав. Процесс окисления магнетита заключается в удалении одного иона Fe^{2+} из *B*-положения и превращении двух ионов Fe^{2+} в Fe^{3+} на каждые 3 формульные единицы Fe_3O_4 . Полученный маггемит нестабилен и при температуре 350 °С самопроизвольно превращается в гематит ($\alpha - \text{Fe}_2\text{O}_3$). Поэтому его точку Кюри нельзя определить непосредственно, приблизительная же оценка дает температуру около 750 °С. Считается, что маггемит или титаномаггемит вносят существенный вклад в магнетизм коры.

Окисленные титаномагнетиты. Магнитные минералы, состав которых соответствует заштрихованной области на диаграмме (рис. 48), встречаются в частично окисленных изверженных породах. Они имеют кубическую кристаллическую структуру и распадаются на две фазы при нагреве. Медленное охлаждение приводит обычно к образованию двух компонент — богатой титаном и бедной титаном, причем в этом случае намагниченность породы обусловлена второй компонентой. Закалка (быстрое охлаждение) приводит к образованию твердых растворов, которые, однако, как правило, нестабильны. Точка Кюри и спонтанная намагниченность в общем уменьшаются в направлении справа налево вдоль заштрихованной области на рис. 48.

Гематит. Ниже точки Морина, которая по разным данным находится в пределах между -10 и -20 °С, гематит является полностью антиферромагнетиком. Он имеет тригональную кристалличе-

скую структуру с электронными спинами, ориентированными вдоль C -оси. Окисные ионы располагаются в плоскости, перпендикулярной этой оси, и спины в чередующихся плоскостях взаимно антипараллельны, так что они полностью компенсируют друг друга, в связи с чем спонтанная намагниченность материала отсутствует. Выше температуры -10°C гематит имеет слабую спонтанную намагниченность, поскольку спины вынуждены находиться в C -плоскостях, т. е. в плоскостях, перпендикулярных оси симметрии. Спины, находящиеся в чередующихся C -плоскостях, в общем антипараллельны, но имеют небольшой результирующий момент в C -плоскости, перпендикулярный среднему направлению спинов. Результирующая спонтанная намагниченность составляет всего $2,2 \times 10^3 \text{A} \cdot \text{m}^{-1}$ (т. е. в 200 раз слабее, чем у магнетита). Гематит — высококоэрцитивный материал. Это свойство объясняется, с одной стороны, тем, что обычно гематит находится в однодоменном состоянии, а с другой — влиянием включений и дефектов кристаллической решетки.

Обменные силы в гематите создают сильную анизотропию, усиливающую спонтанную намагниченность в направлениях, не совпадающих с осью C , и лишь слабую анизотропию в плоскости C с шестью осями легкого намагничивания. Следовательно, можно было бы ожидать, что коэрцитивность будет низкой, поскольку направление спонтанной намагниченности должно было бы легко изменяться в пределах плоскости C . Однако в этой плоскости имеет место анизотропия порядка 2 и 4, вызванная, вероятно, дефектами кристаллической решетки и включениями, создающими высокие потенциальные барьеры, которые препятствуют изменению направления намагниченности в C -плоскости, что и обеспечивает высокую коэрцитивность гематита. В связи с этим присутствие гематита в осадочных горных породах обуславливает очень стабильную остаточную намагниченность последних, изучение которой приводит к получению самых надежных палеомагнитных данных.

Титаногематит. Твердые растворы ряда ильменит — гематит обычно встречаются только в составе, близком к одному из крайних членов ряда. Бедные титаном растворы ведут себя подобно гематиту, а богатые титаном — подобно ильмениту, который является антиферромагнетиком при низкой температуре и парамагнетиком при комнатной температуре*.

* Богатые титаном титаногематиты, или, как их называют в отечественной литературе, гемоильмениты, являются сильными ферромагнетиками. — *Прим. перев.*

Пирротин. Пирротин имеет переменный состав, приблизительно Fe_7S_8 . Его можно рассматривать как троилит (FeS) с вакансиями в некоторых положениях Fe. Троилит имеет гексагональную структуру с антипараллельными спинами, расположенными в чередующихся S -плоскостях подобно гематиту, но полностью скомпенсированными. Следовательно, он является антиферромагнетиком. Вакансии в пирротине стремятся расположиться в чередующихся S -плоскостях, сообщая кристаллу в целом спонтанную намагниченность. Значит, пирротин является ферромагнетиком. Его спонтанная намагниченность составляет $58 \cdot 10^3 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$ (почти в 8 раз меньше, чем у магнетита). Встречаются также минералы с составом, промежуточным между FeS и Fe_7S_8 . Однако вакансии у них распределены случайно, что придает им свойства антиферромагнетиков. Все они имеют точки Кюри (или Нееля) около 320°C . Ферромагнитные сульфиды железа представляют промышленный интерес, поскольку они часто встречаются в ассоциации с сульфидами других металлов, которые, следовательно могут быть обнаружены магнитными методами.

Блокирующая температура и блокирующий объем. Хотя любая система стремится к состоянию, соответствующему минимуму энергии, при наличии некоторой тепловой энергии (т. е. при температуре выше абсолютного нуля) существует определенная вероятность (в единицу времени) того, что система переместится в соседний энергетический минимум через потенциальный барьер. Именно так обстоит дело с остаточной намагниченностью.

Рассмотрим горную породу, содержащую некоторое количество однодоменных зерен, намагниченную в определенном направлении. Большинство зерен намагничивается вдоль осей легкого намагничивания, ближайших к направлению приложенного поля. Пусть плотность вероятности того, что единичное зерно изменит направление своей намагниченности на соседнее направление легкого намагничивания, будет P , так что вероятность изменения за временной интервал dt есть

$$dP = p dt$$

и член $e^{-pt} = e^{-t/\tau}$ остается неизменным во времени (см. приложение 5), где $\tau = 1/p$ есть временная константа (время релаксации). Если потенциальный барьер характеризуется энергией E и температура равна T , то

$$\tau = t_c e^{E/kT}, \quad (215)$$

где t_c — коэффициент, который по разным источникам меняет-

ся в пределах 10^{-8} — 10^{-10} с. Таким образом, если бы T равнялась E/k , остаточная намагниченность исчезла бы в доли секунды, и материал был бы суперпарамагнитным.

Для однодоменных зерен мы можем принять

$$E = VK,$$

где V — объем зерна и K — константа анизотропии. Для изометрических зерен важна магнитокристаллографическая анизотропия и для минералов с кубической объемноцентрированной решеткой

$$K = K_1/12 + K_2/27.$$

Таким образом, E есть энергия, необходимая для поворота направления намагничивания от одной оси легкого намагничивания к другой. Величина K имеет порядок 10^3 Дж · м⁻³ для магнетита, но быстро изменяется с температурой [215]. Следовательно, если остаточная намагниченность зависит от магнитокристаллографической анизотропии, время релаксации очень быстро изменяется с температурой.

Если зерна вытянутые, то анизотропия формы более существенна, чем магнитокристаллографическая анизотропия. В этом случае мы можем принять

$$K = \frac{1}{2}\mu_0 NM_s^2. \quad (216)$$

Величина K может достигать 10^5 Дж · м⁻³ для длинных тонких зерен. На рис. 50 показано, как изменяется величина τ в зависимости от T и V для однодоменных зерен. Изменение времени релаксации с температурой значительно больше в том случае, когда в создании потенциальных барьеров преимущественную роль играет магнитокристаллографическая анизотропия, а не анизотропия формы. Заметим, что отношение времени релаксации к времени лабораторного эксперимента быстро изменяется в небольшом интервале температур. Мы можем определить центр этого интервала температур как *блокирующую температуру*. Стейси и Банержи [552, с. 97] дают более точное определение. Аналогично при постоянной температуре существует *блокирующий объем*, по достижении которого зерна становятся значительно более стабильными. Эти понятия будут использованы в следующих разделах.

Для случая многодоменных зерен применимы те же самые рассуждения, но в этом случае под E подразумевается энергия, необходимая для того, чтобы заставить доменные стенки двигаться через препятствия. В общем эта энергия много меньше, чем энергия барьеров, связанных с однодоменными зернами. Последние обычно зависят от кристаллических дефектов и включений.

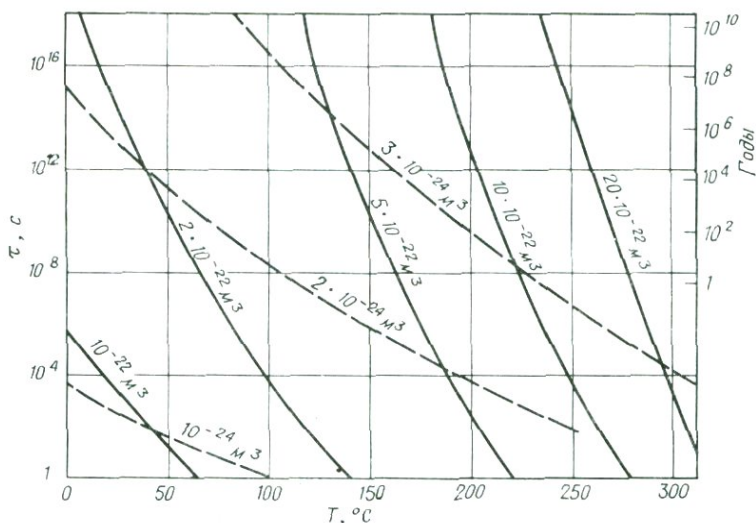


Рис. 50. Временная константа спонтанного изменения намагниченности однодоменных магнетитовых зерен как функция температуры и объема. Для сферических зерен (сплошные линии) доминирует магнитокристаллографическая анизотропия, для зерен удлиненной формы (пунктирные линии) доминирует анизотропия формы. Приняты следующие величины: $t_0 = 10^{-8}$ с, $K = 10^5$ Дж \cdot м⁻³ (для анизотропии формы) и K_1 по Флетчеру и О'Рейли [215]; K_2 не учитывается.

ПРИБРЕТЕНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ. Остаточную намагниченность образцов горных пород, отобранных в поле, называют *естественной остаточной намагниченностью* (NRM — от английского natural remanent magnetisation). В зависимости от способа приобретения намагниченности употребляются различные наименования видов намагниченности (с аббревиатурами).

Термоостаточная намагниченность (TRM — от английского thermal remanent magnetisation). Изверженные горные породы выходят на поверхность в жидком состоянии при высоких температурах. Температура плавления для большинства горных пород выше точки Кюри магнитных минералов, поэтому магнитные минералы изверженных пород при выходе на поверхность находятся в парамагнитном состоянии. При переходе через точку Кюри в процессе остывания возникает спонтанная намагниченность, однако ее направление неустойчиво, пока каждое зерно не остынет до своей блокирующей температуры. При дальнейшем охлаждении время релаксации возрастает, так что при блокирующей температуре намагниченность оказывается как бы «вмороженной» в зерна и оста-

ется таковой в течение длительного времени в зависимости от соотношения между блокирующей температурой и той, до которой в конечном счете остывает порода. Как правило, тонкодисперсные изверженные породы остывают от точки плавления до температуры земной поверхности или несколько выше ее довольно быстро. Типичными для изверженных пород окисями железа являются магнетит и титаномагнетит, иногда частично окисленные. С учетом анизотропии формы блокирующая температура порядка 250 °C обеспечивает стабильность в течение более чем 10^8 лет (см. рис. 50).

Седиментационная остаточная намагниченность (DRM — от английского detrital remanent magnetisation). Многие осадочные горные породы оказываются слабо намагниченными. Процесс этого намагничивания заключается в том, что зерна магнитных минералов, осаждающихся на дно водоема, стремятся ориентироваться по магнитному полю, существующему в период осаждения. Таким образом, в породе, сформировавшейся в результате последующего обезвоживания и консолидации осадков, магнитные частицы механически удерживаются в том направлении, которое имело магнитное поле во время образования породы. Золовые осадки вулканического пепла также могут приобретать остаточную намагниченность параллельно существующему внешнему полю [555]. Эксперименты с осадками, искусственно полученными в магнитном поле, указывают на существование так называемой *ошибки наклона*. Этот эффект заключается в том, что удлиненные магнитные частицы, коснувшись дна, продолжают погружаться и занимают более «плоское» положение, чем то, которое соответствует направлению внешнего поля, что приводит к занижению наклона реального магнитного поля. Однако естественные породы на самом деле не обнаруживают систематической ошибки наклона, что следует из сравнения NRM осадочных и изверженных пород одного и того же возраста. Осадки, полученные при медленном осаждении в работе [53], оказались свободными от ошибки наклона. Верозуб [593] полагает, что DRM, приобретаемая осадочными породами, вообще говоря, представляет собой *постседиментационную* DRM, которая формируется после образования осадка на том этапе, когда осадок еще содержит воду. В частности, морские осадки свободны от ошибки наклона. Для океанического дна, вероятно, существенны процессы распада образовавшихся в водной среде агрегатов [189] и перекапывания осадка роющими животными, в связи с чем NRM приобретается осадком тогда, когда он уже находится на некоторой глубине под уровнем дна океана. Именно этому времени, а

не времени собственно осаждения, и соответствует намагниченность океанических осадков.

Зерна минералов, формирующих осадочные породы, обычно бывают окислены до осаждения. Магнетит химически нестабилен в окислительной среде, поэтому, хотя магнетитовые зерна и нередки в осадочных породах, для последних наиболее типичны окисленные минералы, такие, как гематит. Более низкую в целом остаточную намагниченность осадочных пород по сравнению с изверженными отчасти можно объяснить разницей в величине спонтанной намагниченности магнетита и гематита.

Химическая остаточная намагниченность (CRM — от английского chemical remanent magnetisation). Если магнитный минерал образуется в результате химической реакции в магнитном поле, он может приобрести остаточную намагниченность, параллельную этому полю. Это легче всего объяснить, пользуясь понятием блокирующего объема. Очень маленькое зерно является суперпарамагнитным и приобретает намагниченность в соответствии со своей восприимчивостью. Если обратиться к рис. 50, можно видеть, что время релаксации изменяется от нескольких секунд до миллионов лет, в то время как объем зерна увеличивается вдвое. Намагниченность оказывается, таким образом, «замороженной» вследствие возрастающей энергии анизотропии. Последние работы показывают, что роль CRM более существенна, чем думали раньше, как в изверженных породах [256], так и в осадочных [593]. Красноцветные осадки обычно содержат гематит, обволакивающий немагнитные зерна, а также зерна магнетита и гематита, попавшие в осадок вместе с другим детритным материалом. Нельзя сказать определенно, с каким из этих материалов связана большая часть NRM [394, с. 101]. Магнитные минералы в базальтах океанического дна обычно подвергаются химическим изменениям в такой последовательности:

титаномагнетит → титаномаггемит → ильменит + маггемит,

причем намагниченность маггемита достаточно стабильна.

Идеальная остаточная намагниченность (ARM — от английского anhysteretic remanent magnetisation). Если ферромагнитное вещество подвергается воздействию переменного поля одновременно с наложением постоянного поля, то оно приобретает стабильную остаточную намагниченность, параллельную и пропорциональную этому постоянному полю, даже если последнее очень мало. Именно по этой причине при использовании методики магнитной чистки переменным полем необходимо добиваться того, чтобы приложенное

переменное поле не содержало постоянной составляющей. ARM, естественного происхождения можно встретить лишь у пород, оказавшихся вблизи ударившей молнии, порождающей не только большие постоянные, но и переменные поля. Это единственное объяснение удивительно стабильной остаточной намагниченности у пород, подвергшихся действию молнии [617].

Вязкая остаточная намагниченность (VRM — от английского viscous remanent magnetisation). Медленное приобретение или потеря намагниченности, связанные с термоактивационными изменениями намагниченности зерен уже обсуждались в связи с блокирующей температурой и объемом. Этот вид намагниченности часто называют VRM. По своей природе это скорее мягкая намагниченность, чем жесткая.

Нормальная остаточная намагниченность (IRM — от английского isothermal remanent magnetisation). Намагниченность, приобретаемая при низкой температуре после воздействия сильного постоянного поля, известна как IRM в отличие от TRM, которая возникает при изменении температуры в слабом поле. IRM много мягче, чем TRM, CRM или ARM.

3.2. ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ

Изучение вековых вариаций главного геомагнитного поля (в первоначальном значении этого термина) основано на прямых измерениях поля, выполненных за последние 400 лет. В результате этих измерений были выявлены изменения, очень быстрые в геологическом масштабе времени, но слишком медленные для того, чтобы их можно было хорошо изучить за четыре столетия. Записи, полученные в Лондоне, наводят на мысль о существовании периодичности порядка тысячи лет, но недостаточны для определенного вывода. Поэтому было бы весьма желательно иметь представление о структуре главного магнитного поля, существовавшего не сто, а тысячи лет тому назад. Остаточная намагниченность искусственных изделий, обожженных в печах, составляет предмет изучения *археомagnetизма*. Печные кирпичи являются наилучшим объектом, поскольку они не смешались со времени последнего охлаждения от точки Кюри, так что приобретенная при этом TRM должна быть параллельна геомагнитному полю, соответствующему времени последнего нагрева. Это время может быть известно по историческим источникам или определено методом датирования по ^{14}C . Измерения на объектах такого типа дают возможность получить данные о направлении и напряженности геомагнитного поля, хотя и грубые, но зато покрывающие временной интервал в несколько тысяч лет.

Изверженные породы также являются «обожженными», так что их намагниченность должна запечатлеть магнитное поле во время их охлаждения. Еще в 1849 г. Делис заметил, что направление остаточной намагниченности некоторых современных вулканических пород практически параллельно направлению современного геомагнитного поля. Для дополнения археомагнитных данных была измерена NRM ряда исторически датированных лавовых потоков.

Вскоре стало очевидно, что геомагнитное поле можно проследить не только в историческом, но и в геологическом прошлом, коль скоро породы можно использовать для определения «ископаемого магнетизма». Таким образом, первоначальной целью палеомагнетизма было изучить историю геомагнитного поля, проникая в глубь времен настолько, насколько это позволяют сделать надежные измерения.

В идеале было бы желательно получить достаточно данных, распределенных во времени и пространстве таким образом, чтобы можно было определить морфологию главного поля для ряда эпох в течение всей истории Земли.

Прямому подходу к решению этой проблемы препятствует ряд обстоятельств. Так, определение возраста горных пород производится с ошибкой до нескольких миллионов лет; поэтому мы никогда не можем быть уверены в том, что образцы отобраны из слоев одного и того же возраста. Кроме того, когда речь идет об изучении длительных интервалов времени, нет уверенности в том, что за это время не происходили относительные подвижки различных регионов Земли. Если морфология главного поля в геологическом прошлом известна, тогда даже единичное измерение можно использовать для определения главного поля хотя бы в первом приближении. Например, если принять, что главное поле всегда имело дипольный характер, тогда по единственному определению виртуального полюса (см. разд. 2.1) можно восстановить поле в целом. Вопрос о морфологии главного поля представляется очень важным и будет обсуждаться ниже.

Еще более важным для всех палеомагнитных исследований является вопрос о том, действительно ли NRM или ее часть отражают геомагнитное поле эпохи образования горной породы.

Магнитная чистка. Результаты, полученные на первом этапе развития палеомагнетизма (т. е. в 40-е годы), вызвали заметное смущение. Согласующиеся на первый взгляд результаты перемежались несогласующимися. Часто оказывалось, что найденное направление намагниченности на 180° отличается от ожидаемого.

Большинство пород наряду с первичной намагниченностью, которая образовалась одновременно с самой породой, приобретают в более позднее время некоторую вторичную намагниченность. Магнитные минералы имеют большой диапазон жесткости. Для наиболее мягких минералов простое выдерживание в геомагнитном поле в течение нескольких дней приведет к образованию значительной вязкой намагниченности, параллельной этому полю. Другие породы оказываются стабильными в лабораторном масштабе времени, но приобретают вязкую намагниченность в течение миллионов лет. Как правило, каждый образец горной породы имеет как мягкую, так и жесткую компоненты намагниченности.

Поворотным пунктом в истории палеомагнетизма стало развитие методов «чистки» образцов, позволяющих снять мягкую компоненту намагниченности, сохраняя при этом жесткую. Эта жесткая компонента отражает поле в эпоху образования породы или относится ко времени какого-либо другого события в истории ее существования, например химических изменений или повторного нагрева. Вообще говоря, приходится искать геологические свидетельства о том, могли ли иметь место подобные события, однако в отдельных случаях, когда история геомагнитного поля достаточно хорошо известна, палеомагнитные результаты сами указывают на их существование.

Обычно используются три метода магнитной чистки. Наиболее простой из них известен как *чистка переменным полем*. Рассмотрим минерал с кривой намагничивания такого типа, как показано на рис. 11. Если подвергнуть его действию переменного магнитного поля, превосходящего коэрцитивную силу, его намагниченность будет менять знак дважды в течение каждого цикла независимо от начальной намагниченности. Таким образом, приложение переменного поля вызывает процесс, который описывается на графике $M - H$ гистерезисной кривой в форме симметричной петли. Если амплитуда переменного поля несколько уменьшается, процесс будет описываться петлей меньшего размера, симметрично расположенной внутри первой. При плавном уменьшении амплитуды переменного поля гистерезисные петли будут сокращаться, приближаясь к началу координат, как показано на рис. 51. Таким образом, намагниченность будет сведена к нулю. Чтобы достигнуть этого, необходимо соблюсти три условия: 1) должно быть обеспечено отсутствие постоянной составляющей магнитного поля, способной привести к образованию ARM; 2) переменное поле должно описываться чистой синусоидой или по крайней мере быть свободным от четных гармоник; 3) начальная амплитуда переменного поля

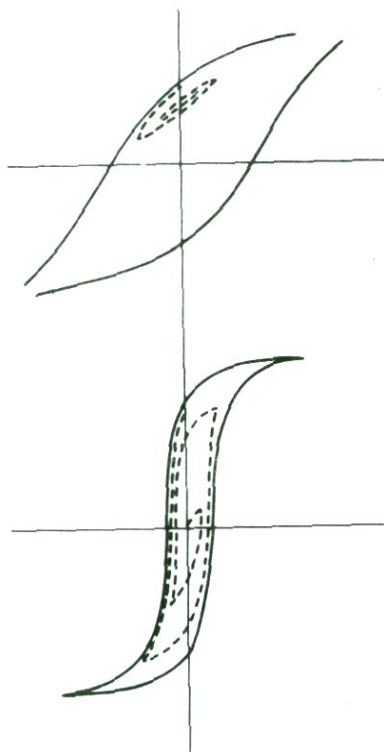


Рис. 51. Гистерезисные кривые ($M-H$) для магнитожесткого (вверху) и магнитомягкого (внизу) материала. Пунктирная линия показывает траекторию $M-H$ в процессе размагничивания переменным полем. Начальная амплитуда размагничивающего поля меньше разрушающего поля для жесткого материала, но больше, чем для мягкого.

должна превышать коэрцитивную силу. Если последнее условие не выполняется, то разрушается лишь часть остаточной намагниченности, как показано на верхней диаграмме рис. 51. Стандартная промышленная частота (50 или 60 Гц) достаточна, чтобы генерировать необходимое переменное поле, но обычно его надо отфильтровать от вторичных гармоник, для чего катушку, создающую размагничивающее поле, включают в резонансный контур, работающий на промышленной частоте.

Размагничивание образца переменным полем производится в нулевом постоянном поле, а именно в кольцах Гельмгольца, с помощью которых лабораторное поле компенсируется равным и противоположным полем. Затем переменное поле плавно уменьшается до нуля. При этом не должно быть резкого уменьшения поля от некоторой конечной величины до нуля, так как это может привести к появлению остаточной намагниченности, зависящей от величины и направления последнего поля, которое воздействовало на обра-

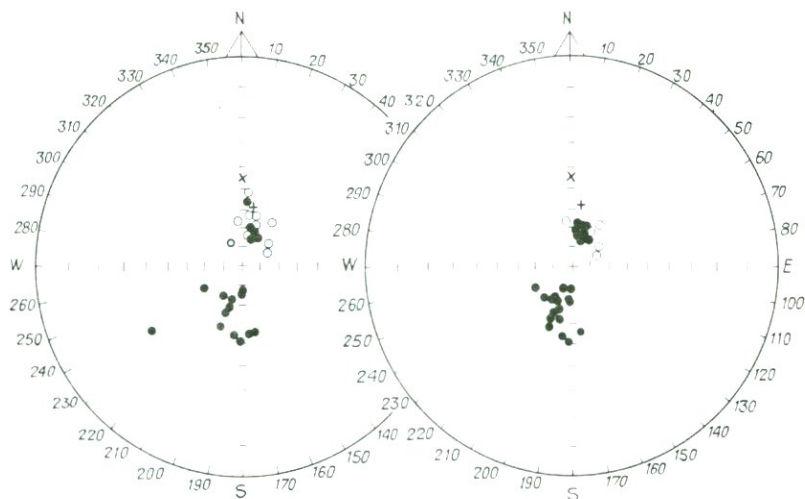


Рис. 52. Стереограмма, показывающая направления намагниченности образцов выветренных железистых пород из Квинсленда до чистки (NRM) (слева) и после чистки нагреванием до 250 °С (справа). Полые кружки означают, что направления намагниченности пересекают верхнюю полусферу. Среднее направление имеет параметры: $I = -68,3^\circ$; $D = 17,8^\circ$, $\alpha_{95} = 2,4^\circ$. Перепечатано из работы [290] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра, и издательства «Эльзевир».

зец. Поле уменьшается с помощью каскада автотрансформаторов с плавно регулируемой связью. Процедуру размагничивания обычно приходится повторять трижды, ориентируя поочередно каждую из трех осей образца параллельно размагничивающему полю. В другом варианте образец может вращаться таким образом, чтобы каждая из его осей подвергалась действию переменного поля.

После размагничивания слабым полем в образце измеряется остаточная намагниченность. Затем весь процесс повторяется с постепенным увеличением размагничивающего поля до тех пор, пока мягкая компонента намагниченности не будет полностью устранена и не останется одна жесткая. Пример размагничивания показан на рис. 52. Не всегда легко оценить оптимальный режим размагничивания. Если процесс размагничивания зашел так далеко, что осталась лишь очень слабая намагниченность, появляется вероятность получить случайное направление. Обычно предполагается, что мягкая (или вторичная) намагниченность имеет случайно распределен-

ные направления, а первичная — согласующиеся между собой. Значит, разброс точек, представляющих направления намагниченности ряда образцов из одной и той же геологической формации, должен при чистке проходить через минимум. Этот минимум обычно и принимается за ту точку, где снимается вторичная намагниченность и остается часть первичной, направление которой принимается за направление магнитного поля в эпоху образования горной породы. У некоторых пород поведение при чистке не соответствует этой схеме, для них приходится подбирать другую методику, но в целом описанная выше процедура дает хорошие результаты. Другой критерий выбора оптимального режима чистки связан с определением такого значения размагничивающего поля, начиная с которого направление намагниченности не изменяется. Брайден [90] предложил удобный параметр для выбора этого критерия.

Второй метод магнитной чистки известен как *термическая чистка*. Некоторые минералы, например гематит, обладают такой большой жесткостью, что практически невозможно использовать для них чистку переменным полем. Любой минерал, однако, может быть размагничен нагреванием до точки Кюри с последующим охлаждением в нулевом поле. При термической чистке образцы нагреваются в нулевом поле до сравнительно низкой температуры (например, 100 °С), охлаждаются, и затем измеряется остаточная намагниченность. После этого температура нагрева несколько повышается, и вся процедура повторяется снова, и так далее. Этот процесс много медленнее, чем размагничивание переменным полем. Кроме того, нагрев часто сопровождается химическими изменениями магнитных минералов. Тип этих изменений зависит от свойств минералов и от среды, в которой производится нагрев. Например, на воздухе магнетит может окислиться в гематит, а в азотной среде гематит может восстановиться до магнетита. В любом из этих случаев магнетит может перейти в гематит. Однако термическое размагничивание дает дополнительную ценную информацию о минералогическом составе породы. Если в процессе нагрева измеряется величина намагниченности, можно определить точку Кюри минерала, в том числе и в случае, когда в породе присутствуют два типа магнитных минерала с разными точками Кюри.

Направления остаточной намагниченности, полученные в результате последовательных парциальных размагничиваний температурой, часто располагаются на стереограмме вдоль дуги большого круга. Если направление современного поля лежит на том же круге, это служит обычно указанием на то, что порода имеет сов-

ременную вязкую компоненту, наложенную на первичную намагниченность*.

В исследованиях осадочных пород в последнее время заметно возрастает роль так называемой *химической чистки*. С ее помощью можно определить, который из двух или нескольких минералов является ответственным за намагниченность, используя свойства минералов разрушаться с разной скоростью под действием химического травления породы (например, HCl). Этот метод оказывается, в частности, полезным в применении к красноцветным породам, содержащим как магнетит, так и гематит, которые могли быть намагничены в разное время.

Первичная компонента намагниченности. Вопрос о том, действительно ли первичная компонента остаточной намагниченности отражает направление поля в эпоху образования породы, привлекал к себе пристальное внимание уже на первых этапах развития палеомагнетизма. Под образованием горной породы мы подразумеваем отвердевание изверженных пород, процесс отложения осадочных пород и химические или физические изменения в метаморфических породах. Если говорить более точно, то для случая изверженных пород мы имеем в виду время прохождения через точку Кюри при их охлаждении, но этот процесс вряд ли существенно запаздывает по отношению к затвердеванию. В случае осадочных пород вполне возможны какие-либо изменения в магнитных минералах, которые происходят после осаждения и могут быть записаны в NRM. При этом не всегда ясно, какая разница во времени разделяет эти процессы [593], но обычно она меньше ошибки в определении возраста. Метаморфические породы мало пригодны для палеомагнитных исследований из-за своей сложной истории и неопределенности времени метаморфизма.

Порода может приобрести остаточную намагниченность либо во время своего формирования, либо во время более поздних событий. Если впоследствии произошли какие-либо изменения в «геометрии» породы, можно проверить предположение о том, что намагниченность отражает поле времени образования. На этом основаны два полевых критерия первичности намагниченности, предложенные Грэхемом [244]. Первый заключается в том, что измеряется направление остаточной намагниченности вдоль пласта осадочной

* Наряду с различиями стабильности минералов по отношению к полю (H_c) большую роль играют различия стабильности разных видов намагниченности (RM) — *Прим. ред.*

породы, изогнутой в складку. Если намагниченность была приобретена во время образования осадка, т. е. когда пласт был горизонтальным, и с тех пор не изменялась, тогда ее направление должно следовать за изгибом пласта и не совпадать с современной горизонталью. Если намагниченность возникла после образования складки, тогда справедливо обратное утверждение*. Этот критерий был применен Грэхемом при изучении формации Розхил (Мэриленд), намагниченность которой оказалась доскладчатой, т. е. приобретенной ранее конца палеозойской эры. Для другого критерия используются гальки из конгломерата. Недавно приобретенная намагниченность должна иметь одинаковое направление в гальках, в то время как намагниченность, приобретенная гальками еще в материнской породе до ее разрушения, будет распределена в конгломерате случайно**.

Подобный случай был отмечен Грэхемом при изучении миоценовых озерных осадков и перекрывающих их конгломератов с гальками того же состава, что и осадки.

МЕТОДИКА ПАЛЕОМАГНИТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ. Первое, что требуется для определения остаточной намагниченности породы, — отобрать из исследуемого объекта ряд ориентированных образцов, т. е. таких, ориентация которых в поле по отношению к маркировке на образце известна. Для этого, как правило, выпиливается керн около 3 см в диаметре и 10—30 см длиной, определяется направление оси керна и вдоль керна наносится линия с известной ориентировкой, после чего керн извлекается. В лаборатории он может быть распилен на образцы нужной формы и размера в зависимости от используемой аппаратуры.

При отборе материала для палеомагнитных измерений используется следующая терминология: *уровень отбора* — ограниченная часть геологического тела, для которой все результаты измерений могут быть отнесены к одному и тому же моменту времени, например единичный лавовый поток или стратиграфический горизонт. Такие результаты не свободны от влияния недипольного поля. Чтобы охватить обнажение целиком и исключить вековые вариации, необходимо иметь несколько уровней отбора. *Штуф* — кусок породы, такой, как керн, полученный при бурении, или небольшой ориентированный фрагмент породы. Надлежащий отбор коллекции

* В отечественной литературе этот критерий носит название *метода складки*. — Прим. перев.

** Известен как *метод гальки*. — Прим. перев.

требует по крайней мере 10 штуфов с одного уровня отбора. *Образец* — непосредственно измеряемый фрагмент породы, вырезанный из штуфа. Виртуальный полюс может быть определен по измерениям на одном уровне отбора, палеомагнитный полюс — по измерениям для всего геологического тела, а точка на траектории кажущейся миграции полюса — по среднему значению результатов измерений на многих геологических телах. Штуфы могут быть отобраны из обнажения, но в этом случае можно встретиться с двумя неблагоприятными обстоятельствами. Во-первых, порода может быть выветрена, что приводит к образованию CRM, не типичной для геологического тела в целом. Во-вторых, не исключено, что поверхность породы подвергалась удару молнии, что могло наложить «ложную» намагниченность. Поэтому обнажения в карьерах или выемках шоссе предпочтительнее для отбора палеомагнитных коллекций.

После отбора коллекции направление и, возможно, интенсивность намагниченности должны быть измерены на магнитометре. На протяжении всей истории развития палеомагнитологии использовались два типа магнитометров: астатический и спин-магнитометр. *Астатический магнитометр* имеет астатическую магнитную систему, которая состоит из двух идентичных маленьких магнитов (или ряда магнитов), закрепленных на жесткой рамке в противоположно направленных положениях. Магниты расположены горизонтально на расстоянии в несколько сантиметров по вертикали один от другого. Рамка подвешена внутри корпуса на очень легкой нити. К рамке прикреплено зеркальце. Если моменты магнитов точно равны и противоположны, то однородное магнитное поле не создает момента вращения. Однако если образец горной породы поместить вблизи одного из магнитов на расстоянии около 1 см, то создается заметный момент вращения рамки. При этом поворот фиксируется с помощью светового пятна, отраженного от зеркальца. Чтобы достигнуть высокой чувствительности, магнитометр необходимо изолировать от воздушных потоков, тепловых и иных воздействий. Поэтому исследователь находится обычно на некотором расстоянии от магнитометра и выполняет необходимые операции с помощью системы рычагов и блоков. Образец породы помещается вблизи одного из магнитов в трех различных положениях. Астатический магнитометр возник в результате усовершенствования прибора, сконструированного Блэкеттом [70] для нескольких целей в 1952 г. Его максимальная чувствительность по намагниченности порядка $10^{-3} \text{ А} \cdot \text{ м}^{-1}$, но практически она достигается редко.

Другим классическим палеомагнитным магнитометром является *спин-магнитометр*, или *рок-генератор*, сконструированный Джонсоном [306] в 1938 г. Его принцип заключается в том, что образец горной породы быстро вращается вблизи катушки, в которой он индуцирует напряжение, действуя как вращающийся магнит. Направление намагниченности определяется при сравнении фазы индуцированного образцом сигнала с фазой опорного напряжения, генерируемого ротором. Одно измерение определяет плоскость, содержащую вектор намагниченности образца и ось вращения ротора. Чтобы определить направление намагниченности, необходимо произвести по крайней мере еще одно измерение, вращая образец вокруг другой оси. Спин-магнитометр измеряет лишь остаточную, но не индуцированную намагниченность. Последняя постоянна по отношению к приложенному полю и, следовательно, по отношению к приемной катушке. Скорость вращения может варьировать от 10 до 200 Гц. В качестве наиболее быстрых роторов используются обычно воздушные турбины, поддерживаемые током воздуха. Максимальная чувствительность спин-магнитометра примерно такая же, как у астатического магнитометра.

Два других типа измерительных приборов представляют собой комбинацию спинового и астатического приборов. Первый из них имеет измерительную систему, состоящую из двух антипараллельных феррозондов. Образец помещается таким образом, чтобы его поле действовало на оба датчика. Если образец медленно вращается, то суммарный сигнал представляет собой синусоиду (если считать намагниченный образец диполем), фаза которой зависит от направления намагниченности образца. В этом случае опять-таки необходимо знать уровень опорного напряжения, вырабатываемого ротором. Геометрия прибора подобна геометрии спин-магнитометра, но амплитуда сигнала при этом не зависит от скорости вращения образца. Величина последней варьирует в пределах от 1 до 10 Гц. Электростатические заряды, которые являются помехой в случае спин-магнитометра, не создают шума в феррозондовых датчиках.

В настоящее время предпочтительным прибором для палеомагнитных измерений является криогенный магнитометр (см. разд. 1.5). Практически магнитометр фиксирует изменение потока в катушке, когда в нее помещают образец горной породы. Предел чувствительности прибора — около $10^{-6} \text{ А} \cdot \text{м}^{-1}$, т. е. на три порядка выше, чем у астатического и спин-магнитометров. Криогенный магнитометр оказал большое влияние на развитие палеомагнитных исследований по двум причинам. Во-первых, его чувствительность

достаточна для того, чтобы измерить NRM всех типов пород. Во-вторых, он гораздо более производительен, чем любой другой магнитометр. Следовательно, с его помощью можно измерить большое количество образцов, обеспечив тем самым более широкий охват изучаемого геологического объекта и большую точность определения направления и напряженности NRM.

Статистика направлений. Результат измерения направления NRM выражается (так же как и направление геомагнитного поля) угловыми параметрами — склонением D и наклонением I . Величина D отсчитывается от направления на истинный север по часовой стрелке (обычно от 0 до 360°), а I отсчитывается от горизонтальной плоскости вниз (от $+90$ до -90°). Результаты измерений обычно наносятся на стереографическую проекцию, равнопромежточную или равноугловую. Существуют два способа построения стереограмм. В обоих случаях периферия круга соответствует горизонтальному расположению вектора. Первый, более распространенный способ состоит в том, что все направления представляются в виде векторов с началом в центре сферы, и соответствующие точки наносятся на проекцию в местах их пересечения либо с нижней полусферой (первый символ), либо с верхней полусферой (второй символ). Другой способ построения стереограммы заключается в том, что точки наносятся на нижнюю полусферу в местах ее пересечения векторами (первый символ) или их продолжениями в противоположном направлении (второй символ). На рис. 52 приведен пример использования первого способа. К сожалению, в литературе не всегда указано, какой из способов построения стереограмм был использован.

Часто бывает желательно определить среднее значение и разброс данных для выборки измерений. Мы представляем каждое измеренное направление как единичный вектор (независимо от интенсивности намагниченности). Если эти величины сложить векторно, а затем разделить на число измерений, мы получим как среднее направление, так и величину разброса.

Рассмотрим выборку направлений (D_i, I_i) $i = 1, 2, 3, \dots, N$. Соответствующие единичные векторы записываются как (x_i, y_i, z_i) , где (индексы опущены)

$$x = \cos I \cos D,$$

$$y = \cos I \sin D,$$

$$z = \sin I.$$

Теперь введем

$$X = (1/N) \sum_i x_i,$$

$$Y = (1/N) \sum_i y_i,$$

$$Z = (1/N) \sum_i z_i,$$

и вектор

$$\mathbf{R} = (X, Y, Z).$$

Тогда склонение и наклонение среднего направления определяются из соотношения

$$\sin \bar{D} = Y(X^2 + Y^2)^{-1/2}, \quad (217)$$

$$\operatorname{tg} \bar{I} = Z(X^2 + Y^2)^{-1/2}. \quad (218)$$

Если бы все измеренные направления были идентичны, вектор \mathbf{R} имел бы единичную длину; если бы все направления были случайные, тогда \mathbf{R} был бы малым (статистически нулевым). Таким образом, величина $|\mathbf{R}|$ является мерой дисперсии направлений.

Статистика направлений (или точек на сфере) была разработана Фишером [213]. Можно представить себе процесс, генерирующий случайные отклонения от среднего направления подобно процессу Гаусса для скалярных величин. Фишер ввел параметр k , называемый *кучностью* или *параметром точности* процесса, аналогом которого в распределении скалярных величин является величина, обратная дисперсии. Наилучшей оценкой величины k для выборки является следующая:

$$k = (N - 1)/(N - NR). \quad (219)$$

Эта формула обычно используется в палеомагнетизме, однако на самом деле она является приближением строгой формулы, достаточно точным для $k > 5$. На практике мы всегда имеем дело с $k > 10$. Если среднее направление известно или может быть принято по независимым от данной выборки источникам (например, если мы предполагаем, что среднее направление данного множества совпадает с направлением современного поля) и χ — угол между средним направлением выборки и предполагаемым средним, тогда наилучшей оценкой k будет следующая:

$$k = N/(N - NR \cos \chi). \quad (220)$$

Желательно знать плотность вероятности точек для данного процесса; выраженную через k , и уровень доверия нашей оценки сред-

него направления множества. Фишер показал, что распространенная плотность вероятности P_A определяется выражением:

$$P_A(\theta) dA = \frac{\kappa}{4\pi \operatorname{sh} \kappa} e^{\kappa \cos \theta} dA,$$

где θ — угловое расстояние элемента объема dA от среднего направления. Отсюда следует, что угловая плотность вероятности $P_\theta(\theta)$ выражается как

$$P_\theta(\theta) d\theta = \frac{\kappa}{2 \operatorname{sh} \kappa} e^{\kappa \cos \theta} \sin \theta d\theta, \quad (221)$$

Строгая оценка среднего направления множества задана выражениями (217, 218). Радиус доверия α , задаваемый формулой

$$\cos \alpha = 1 - [P^{-1/(N-1)} - 1](1-R)/R, \quad (222)$$

представляет собой радиус малого круга на поверхности единичной сферы, центр которого совпадает с проекцией среднего направления, при условии, что вероятность попадания среднего направления данного множества вне этого круга есть P . В литературе обычно приводят значение α для $P = 0,05$, которое обозначается как α_{95} . Значения кучности, представляющие собой величины, обратные дисперсии, можно сравнить с помощью F -теста (см., например, [572]).

Таблицы для определения α , а также другие статистические формулы приведены в работах Ирвинга [294, с. 62] и Ватсона и Ирвинга [616].

Морфология палеополя. Для определения виртуального полюса достаточно единственного измерения направления геомагнитного поля (см. разд. 2.1). Однако это возможно лишь при условии, что реальное поле в точке наблюдения имеет приблизительно дипольный характер. Современное поле достаточно близко к дипольному, так что виртуальные полюса, определенные по измерениям в различных точках земного шара, тесно группируются вокруг современного геомагнитного полюса. Но палеомагнитные данные не являются, как правило, строго одновременными. Результаты для одного континента и одной эпохи (в геологическом смысле слова) могут различаться по возрасту более чем на миллион лет. За этот интервал времени недипольное поле может значительно измениться. Насколько нам известно по данным о вековых вариациях, геомагнитный полюс перемещается внутри довольно узкой области таким образом, что среднее его положение за временной интервал около

10^5 лет близко к географическому полюсу. Следовательно, в то время как единичные измерения дают виртуальные полюса, осреднение за интервал времени порядка 10^5 лет дает так называемый *палеомагнитный полюс*, представляющий для нас значительно больший интерес.

Палеомагнитные полюса, осредненные по различным удаленным друг от друга территориям для всех возрастных интервалов за последние 20 млн. лет, группируются вокруг современного географического (но не геомагнитного) полюса [569]. Мы можем быть достаточно уверены в том, что сколько-нибудь заметное отклонение осредненного во времени поля от поля аксиального диполя было мало для последних 20 млн. лет. Одно из основных предположений палеомагнетизма заключается в том, что такая ситуация сохранялась в течение всей геологической истории Земли. Серьезное подтверждение этому предположению содержится в работе Эванса [192], который исследовал распределение значений наклоения, измеренных для интервала времени от кембрия до третичного периода. Характер распределения наклоения зависит от того, какая сферическая гармоника доминирует в морфологии главного поля. Эванс показал, что наблюдаемое распределение наклоения гораздо лучше согласуется с характером распределения дипольного поля, чем любого другого поля, имеющего круговую симметрию.

В настоящее время вряд ли можно сомневаться в том, что главное геомагнитное поле, будучи усредненным за достаточно большой интервал времени, имеет преимущественно дипольный характер. Тонкую структуру поля, наложенную на основной диполь, можно изучать лишь на молодых породах.

Крир [153] приводит значения дипольного и квадрупольных членов, усредненных за эпоху Брюнес (приблизительно четвертичный период) и нормированных полем аксиального диполя. Оказывается, что порядок квадрупольных членов примерно тот же, что и в современности, в то время как члены, соответствующие экваториальному диполю, имеют величину, почти на порядок меньшую.

Мерилл и Мак-Элхинни [406] исследовали ошибки, возникающие при интерпретации палеомагнитных данных в предположении поля центрального диполя. Они пришли к заключению, что осредненное во времени поле не вполне соответствует полю центрального диполя, и отмечается смещение диполя в северном направлении. Такой эффект проявился при осреднении данных за последние 5 млн. лет. При этом смещение диполя от центра неодинаково для эпох прямой и обратной полярности. Ошибки, рассчитанные в предположении центрального диполя, достигают 3° .

Устойчивое смещение диполя может быть описано постоянными зональными гармониками, а именно g_2 и g_4 . Кокс [148] полагает, что смещение можно объяснить наличием крупномасштабных аномалий, знак которых (т. е. направление магнитного потока) является постоянной функцией широты. Для них характерно изменение знака во время инверсий одновременно с дипольным полем. Таким образом, диполь остается постоянно смещенным к северу. Иная модель предложена в работе [143]. Существовали, однако, интервалы времени, как, например, во время события Ляшамп, около 20—30 тыс. лет назад, когда поле оказывалось сильно отличным от диполя [260], но эти интервалы редки и непродолжительны.

ПАЛЕОВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ. Некоторые представления о вековых вариациях за последние 0,7 млн. лет были получены на основании исследований пещерных и озерных осадков (см. разд. 2.3). Интересно знать, как вековые вариации проявлялись в течение всей геологической истории. В работах Воткинса [614] и Вермы и Митала [592] указывается, что флуктуации поля в миоцене и мелу были в общем такие же, как и в настоящее время. Брок [92] нашел, что вековые вариации в третичный период были несколько больше, чем в более ранние эпохи. На молодых породах были проведены прямые измерения вариаций, как, например, в работе [311], однако общая информация о вековых вариациях должна быть получена при измерении разброса виртуальных полюсов, определенных для одного и того же места отбора образцов. Вековые вариации — столь быстрый процесс в геологическом масштабе времени, что направления, измеренные на последовательности отобранных образцов, дают случайное распределение направлений. Разброс этих направлений является мерой вековых вариаций поля в соответствующее время.

Вековые вариации могут рассматриваться как суперпозиция вариаций недипольного поля, дипольного момента и ориентации диполя. Указанные три типа вариаций приводят к различным зависимостям разброса от широты. Теоретически это было показано Мак-Элхинни и Мериллом [395]. Ими предложена модель, в которой наибольший вклад в вековые вариации дает недипольное поле наряду с «качанием» диполя с амплитудой около 9° . Однако единой интерпретации экспериментальных данных не существует.

ИНВЕРСИИ. Одним из самых загадочных явлений, обнаруженных на ранней стадии развития палеомагнетизма, было изменение направления намагниченности почти на 180° в соседних слоях или потоках лавы [245]. Много лет назад Меркантон [405] предположил, что полярность дипольного поля несколько раз в течение истории

Земли внезапно менялась на обратную. Это объяснение было принято не сразу, причиной чего явилось, в частности, открытие следующего явления: оказалось, что дациты горы Гаруна (Япония) способны приобрести TRM в направлении, противоположном приложенному при их остывании полю. Если бы породы с таким свойством самообращения были достаточно распространены, то это могло бы быть причиной частого появления обратной намагниченности (т. е. направленной противоположно ожидаемому полю). Применение магнитной чистки скорее увеличило, чем уменьшило количество обнаруженных обратномагнитных пород, причем эти определения были выполнены значительно более четко, поскольку вторичная намагниченность была более эффективно удалена. В дальнейшем в течение длительного времени других пород со свойством самообращения не было обнаружено. В настоящее время найдено некоторое количество таких пород, но они все-таки весьма редки. Случаи же обратной намагниченности пород многочисленны и хорошо документированы. Более того, часто можно показать, что обратные намагниченности имели место одновременно на удаленных друг от друга территориях и одинаковым образом воздействовали на разные типы пород.

Появилось несколько публикаций, в которых отмечалась разница химического состава прямо- и обратномагнитных пород, в частности, указывалось, что обратномагнитные породы содержат более окисленные железистые минералы [36, 631]. Однако в других исследованиях такой корреляции не было установлено [6]. Никаких объяснений этим расхождениям данных не найдено.

Очень серьезное доказательство реальности инверсий поля было получено при изучении пород, обожженных интрузиями или лавами: обожженные части обнаруживают то же направление намагниченности, что и интрузия, в отличие от остальной породы. Инверсии поля являются ценными реперами времени в глобальном масштабе. Они хорошо документированы для последних $4 \cdot 10^6$ лет [380] (рис. 53). Можно выделить 4 временных интервала. В порядке увеличения возраста, начиная от современности, эти интервалы получили названия эпох Брюнес, Матуяма, Гаусс и Гильберт. Полярность поля соответственно нормальная, обратная, нормальная и обратная. Нормальную полярность иногда называют отрицательной, а обратную — положительной (по знаку гауссовых коэффициентов аксиального диполя, см. разд. 2.1).

Внутри этих эпох есть более короткие интервалы, известные как *ивенты*. Например, в пределах эпохи Матуяма с полем обратной полярности (R) обнаружен интервал продолжительностью около

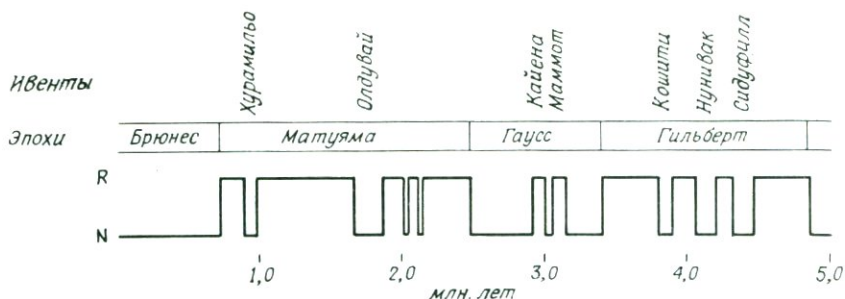


Рис. 53. Модель инверсий за последние 5 млн. лет по Манкинену и Далримплу [380].

70 тыс. лет (от 980 тыс. до 910 тыс. лет тому назад), во время которого поле имело нормальную полярность. Этот интервал называется ивент Хурамильо, (по названию ручья в штате Нью-Мексико). В дальнейшем было обнаружено большое число таких ивентов. Это усложняет картину и делает дискуссионной концепцию существования эпох определенной полярности. Например, эпоха Гильберт (обратная) имеет такое количество ивентов прямой полярности, что суммарное время обратной полярности едва превосходит время прямой полярности.

Многие из этих ивентов ограничены обычными двойными инверсиями поля, но некоторые представляют собой только экскурсы виртуального полюса из нормального положения на расстояние порядка 90° или больше с последующим возвращением в исходное положение. Такую природу имеет, по-видимому, наиболее близкий к нашему времени ивент Ляшамп [260].

Изменение знака намагниченности во время экскурсии, наблюдающееся в некоторых пунктах, не обнаруживается в других. Именно такой картины можно ожидать, если дипольное поле на некоторое время становится настолько слабым, что направление поля определяется преимущественно недипольными членами. Тогда представление о виртуальных полюсах, основанное на дипольной модели, теряет смысл и наблюдается кажущееся быстрое перемещение (экскурс) виртуального полюса или даже палеомагнитного полюса. В работе [594] высказано сомнение в реальности многих описанных экскурсов.

Палеомагнитная стратиграфия для последних 4 млн. лет построена при помощи К — Аг-датировки. Однако этот метод датировки в применении к более старым породам слишком неточен для установления детальной хронологии. Океанические осадки накапли-

ваются обычно очень медленно и равномерно. Изучение полярности этих осадков вдоль вертикального керна позволяет выполнить детальный анализ инверсий поля вплоть до верхнего миоцена (около 9 млн. лет). В высоких широтах достаточно измерить наклонение образцов, вырезанных из кернов, относительно вертикали керна. В низких широтах необходимо измерять склонение, чтобы определять полярность вдоль керна. Изучение Фостером и Опдайком [219] длинного керна из экваториальной зоны Тихого океана довело число эпох, четыре из которых упомянуто выше, до одиннадцати, с удивительно большим числом интервалов прямой полярности. Склонение всегда близко либо к нулю, либо к 180° ; это показывает, что ивенты являются обычными, хотя и короткими отрезками между инверсиями поля. На протяжении одиннадцати эпох наблюдается большое число ивентов, но эпохи 6 и 9 оказываются соответственно чисто обратной и чисто нормальной.

Полярность намагниченности базальтов океанического дна была использована для составления хронологии инверсий за 78 млн. лет. Этот вопрос описан в разд. 3.4.

Инверсия Матуяма — Брюнес произошла 720 тыс. лет назад, а ивент Хурамильо четко выделяется во многих океанических кернах на глубинах от 2,5 до 12 м. По этим реперам времени может быть установлена скорость осадконакопления.

Смена эпох нормальной и обратной полярности длительностью около 1 млн. лет наблюдается до самого верхнего мела, но не захватывает весь фанерозой. Имеются длительные интервалы, во время которых не было изменения полярности. Первым из таких интервалов был обнаружен *позднепалеозойский обратный интервал*, известный первоначально как *интервал Киама* [296]. Все породы со всех континентов, имеющие возраст между поздним карбоном и самой поздней пермью, обнаруживают обратную полярность. Позднепалеозойский обратный интервал кончается инверсией Иллавара, обнаруженной в Австралии, США и СССР. Вслед за этим через весь ранний триас проходит интервал частых инверсий. Поздний триас, а также ранняя и средняя юра имеют преимущественно нормальную полярность. Еще один интервал длительностью порядка 30 млн. лет в среднем мелу имеет только нормальную полярность. Эти два интервала называются *юрский нормальный интервал* и *меловой нормальный интервал*. Позднеюрский и ранне-меловой интервалы имеют чередующуюся полярность. Ранний палеозой тоже содержит обе полярности в почти равной пропорции.

Суммируя данные о полярности в фанерозое, можно сказать, что ранний палеозой имеет смешанную полярность в почти равных

пропорциях, поздний палеозой — преимущественно обратную, мезозой — преимущественно обратную, а в кайнозой вновь наблюдается смешанная полярность.

Определение времени в докембрии настолько неточно, что детальная стратиграфия инверсий невозможна, но многие формации обнаруживают наличие обеих полярностей, т. е. инверсии происходили и в докембрии.

МЕХАНИЗМ ИНВЕРСИЙ. Непрерывное чередование прямо- и обратномагнитических зон, изученных по кернам донных океанических осадков, дает детальную картину инверсий, но из-за малой скорости осадконакопления с весьма низким разрешением по времени. В этом масштабе времени инверсии выглядят мгновенными, что предполагает время изменения полярности менее 5000 лет. В тех случаях, когда оценивается напряженность поля, она всегда оказывается пониженной. При этом инверсии происходят тогда, когда напряженность составляет менее 10% нормальной величины. Это позволяет предположить, что инверсия представляет собой понижение уровня поля до нуля с последующим восстановлением нормальной напряженности в противоположном направлении, а не постепенное изменение направления поля при постоянной напряженности.

Представляет интерес вопрос о том, уменьшается ли при инверсии недипольное поле пропорционально дипольному. В случае их пропорциональности поле было бы всегда преимущественно дипольным, и кажущийся путь перемещения полюса во время инверсии был бы одинаковым во всех пунктах наблюдения. В работе [224] показано, что это не так. Путь полюса не является независимым от места отбора образцов, кажущийся путь полюса тяготеет к долготе места отбора. Это соответствует предположению о том, что поле во время инверсии имеет квадрупольный или октупольный характер, а дипольное поле становится слабым. Единственной хорошо изученной инверсией является инверсия Матуяма — Брюнес.

Время, за которое осуществляется инверсия, было оценено Коксом и Далримплом [150] статистически, но с большой степенью неопределенности, как 5000 лет. Нинкович и др. [430] предполагают, что это время составляет около 1000 лет, а Опдаик и др. [442] оценивают его как 460 лет. Интересно отметить, что современная скорость изменения аксиального диполя могла бы обеспечить инверсию менее чем за 2000 лет.

Динамо-механизм генерации главного поля допускает существование обеих полярностей, но временной масштаб инверсии сли-

шом мал, чтобы причиной этого явления было нарушение работы механизма генерации поля (коллапс). Поле с характерным временем распада порядка 10^5 лет должно быть разрушено некими магнитогидродинамическими процессами и затем восстановлено в противоположном направлении.

Кокс [148] предложил механизм инверсий, основанный на $\alpha\omega$ -динамо (см. разд. 2.5). В отсутствие турбулентности направление движения таково, чтобы регенерировать первоначальное полоидальное поле, но при наличии турбулентности могут возникнуть области с обратным тороидальным полем, в которых α -процесс уменьшает полоидальное поле. Если эти области преобладают, то происходит инверсия. Согласно этой теории, такие временные интервалы, как позднепалеозойский интервал обратной полярности, характеризуются низкой турбулентностью в ядре.

Кажущаяся миграция полюса. Инверсии могут рассматриваться как поворот палеомагнитного полюса на 180° . Этот процесс накладывается на гораздо более медленное перемещение положения палеомагнитного полюса, полученного усреднением за интервал времени порядка десятков миллионов лет. Если исключить инверсии, можно проследить траекторию движения палеомагнитного полюса в геологическом масштабе времени для какого-либо одного региона.

Согласованность положений палеомагнитных полюсов свидетельствует об однородности как во времени, так и в пространстве. Кучное расположение полюсов для данного региона означает отсутствие движения (по отношению к полюсу вращения) в соответствующий интервал времени. Например, как показано на рис. 54, движение Австралии относительно южного полюса было мало в течение интервала времени от позднего карбона до позднего мела.

Группа палеомагнитных полюсов на рис. 54 расположена достаточно далеко от современного полюса. Вероятность получить такое распределение полюсов при условии совпадения истинного геомагнитного полюса той эпохи с современным полюсом составляет величину порядка 10^{-15} [если использовать уравнения (220) и (221)]. Этот результат убеждает нас в том, что имело место реальное изменение направления дипольного поля относительно Австралии, происшедшее с мелового периода. Подобным же образом согласованность палеомагнитных полюсов в определенное время для всех частей региона означает, что в данном регионе не было относительных движений, и таким образом очерчивает границы этого ре-

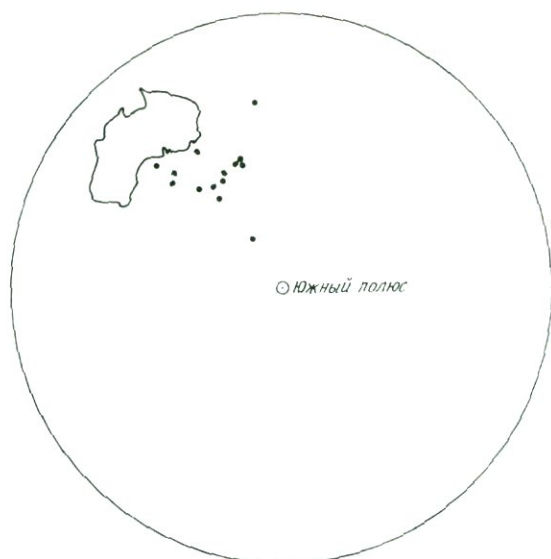


Рис. 54. Палеомагнитные полюса, рассчитанные на основе измерений горных пород Австралии в возрастном интервале от позднего карбона до позднего мела. Данные Мак-Элхинни [394].

гиона. Например, для всей Европы севернее линии Пиреней — Альпы — Карпаты получены статистически эквивалентные палеомагнитные полюса для всех геологических эпох от силура до современности, в то время как для районов, расположенных южнее этой линии, палеомагнитные полюса не совпадают ни друг с другом, ни с полюсами для Северной Европы (см. рис. 56 и [394, рис. 114]). Аналогично для эпох старше миоцена палеомагнитные полюса для Индии расположены далеко от полюсов для остальной Азии.

Если в одном и том же регионе последовательно рассмотреть среднее положение палеомагнитных полюсов для всех периодов в фанерозое, то оказывается, что они описывают плавную траекторию, достигающую положения современного полюса в позднетретичную эпоху. Таким образом, относительно данной территории полюс как бы совершает движение, описывая траекторию, которая носит название *кажущейся траектории миграции полюса*. Рис. 55 демонстрирует кажущуюся траекторию миграции полюса для Южной Америки и Африки. Аналогичные графики приведены в работах [294, 394, 569, 394, 569]. Анализ приведенных на этих графиках результатов позволяет сделать важный вывод о том, что кажущиеся траектории миграции полюса для разных регионов не совпада-

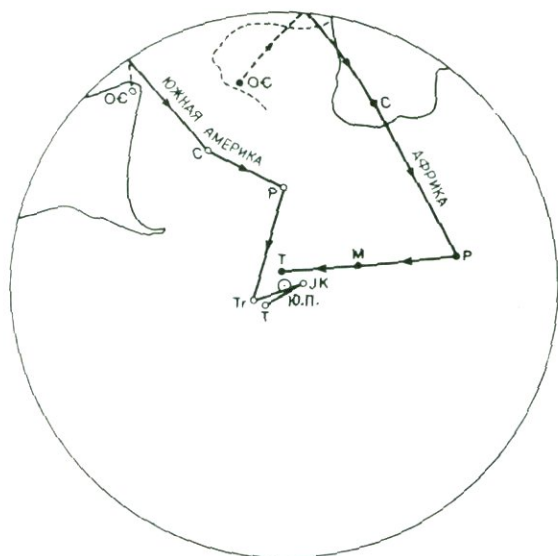


Рис. 55. Кажущиеся траектории миграции полюса для Африки (залитые кружки) и Южной Америки (полые кружки). К северу от экватора эти траектории, а также контуры материков обозначены пунктиром. Данные Мак-Элхинни [394, табл. 17 и 18] и Ирвинга и др. [297].

ют. Если придерживаться предположения о том, что главное геомагнитное поле всегда было преимущественно дипольным, то возможно существование только одного северного геомагнитного полюса в данный момент времени. Если остаточная намагниченность (тщательно очищенная от вторичной компоненты) на самом деле отражает поле палеодиполя, то остается лишь предположить, что континенты двигались относительно друг друга. Проследим кажущуюся траекторию миграции полюса для Африки (рис. 55). В кембрии и ордовике северо-западная часть Африки (ныне расположенная севернее экватора) располагалась в районе южного полюса. В течение палеозоя полюс двигался через Африку, в позднем мелу пересек ее южное побережье и достиг некоторого положения (относительно Африки), находящегося теперь в южной части Индийского океана. В мезозое кажущаяся траектория миграции полюса изменила свое направление в сторону современного положения южного полюса, достигнув близкого к нему положения в третичный период. Заметим, что речь идет о кажущейся траектории миграции для южного полюса, поэтому мы должны рассматривать кембрийский полюс в северо-западной Африке как южный полюс, несмотря

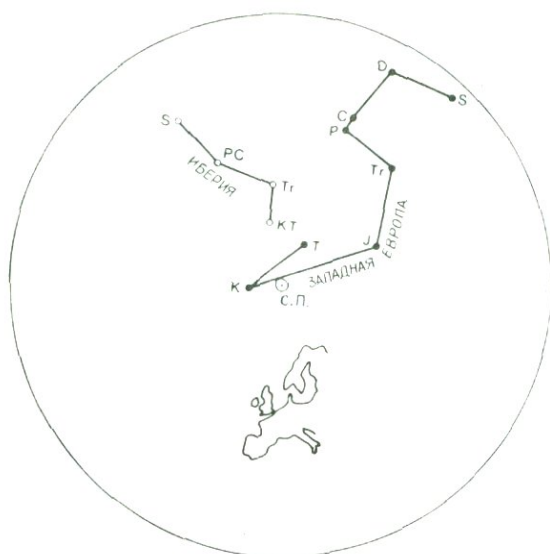


Рис. 56. Кажущиеся траектории миграции полюса для Западной Европы к северу от линии Пиреней—Альпы (залитые кружки) и для полуострова Иберия (полые кружки). Данные Мак-Элхинни [394, табл. 17 и 18] и Ирвинга и др. [297].

на то что часть этого континента расположена в настоящее время в Северном полушарии. Поэтому в северо-западной Африке кембрийские породы с вертикально направленной намагниченностью ($I = \approx -90^\circ$) должны считаться прямо, а не обратно намагниченными.

Широта и долгота палеомагнитного полюса — это две степени свободы; две величины, которые мы определяем для континента — это широта и ориентация (т. е. направление севера на континенте), но не долгота. Для Африки кажущаяся траектория миграции полюса от карбона до перми соответствует движению континента в северном направлении с небольшим изменением в его ориентации; а для интервала времени от перми до современности она соответствует вращению против часовой стрелки с небольшим изменением широты. Для Южной Америки траектория миграции полюса имеет подобный же характер. Начиная с триаса, континент переместился по отношению к полюсу лишь незначительно.

Несмотря на неопределенность долготы, иногда удается делать уверенные заключения об относительном положении континентов в прошлом. Например, в карбоне южный полюс находился в центральной части южной Африки. По отношению к Южной Америке полюс находился в 30° от побережья Аргентины. Чтобы совме-

стить эти два полюса, мы должны предположить, что Африка занимала место в области современного океана на юго-восток от Южной Америки. Единственно возможная ориентация, исключая взаимное наложение континентов, была предложена Буллардом в 1965 г. [97].

Некоторые палеомагнитные данные дают возможность выявить более детальные относительные движения. В качестве примера на рис. 56 приведены траектории миграции полюса для Западной Европы (к северу от линии Пиренеи — Альпы) и для Иберии. Сравнивая положения полюсов одного и того же возраста, мы видим, что широты Иберии и Западной Европы были одинаковы, но ориентации были различны. Иберия повернулась по отношению к современной Франции на 24° , начиная с триаса. Несколько подобных примеров поворота, предсказанных на основании геологических соображений, были опубликованы в работе [116]. Траектории миграции полюса для Аппенинского и Балканского полуостровов также отличаются от таковых для Западной Европы, что указывает на их относительное перемещение [394, таблицы 17 и 18]. Достаточно обоснованные непрерывные кажущиеся траектории миграции полюсов могут быть построены для всего фанерозоя, если использовать надежно определенные палеомагнитные полюса примерно для каждого 100 млн. лет. В докембрии трудно достичь такого разрешения по времени. Траектории миграции полюсов в докембрии были построены для большинства континентов, но они не столь непрерывны, как в фанерозое. Помимо худшей точности датировки, проявления тектонических процессов в указанный период, вообще говоря, также неизвестны, в связи с чем районы отбора докембрийских коллекций ограничены. Тем не менее палеомагнитные результаты по докембрию очень ценны по двум причинам.

Во-первых, они показывают, что тип межконтинентальных относительных движений в докембрии был, вероятно, тем же, что и с начала мезозоя. Во-вторых, измерения палеонапряженности на докембрийских породах показывают, что она была приблизительно такой же, как и теперь.

Если бы кажущаяся траектория полюса была одна и та же для всех континентов, то мы могли бы считать, что она описывает именно движение полюса относительно континентов в течение всей геологической истории. Но так как мы допустили относительное перемещение континентов, то у нас нет точки, которую можно было бы считать фиксированной с какой-либо степенью надежности. Лучше всего рассматривать в качестве фиксированной точки географический полюс, и движения континентов изучать по отношению к

нему. Джурди и Ван дер Ву [324] считают, что какое-либо «реальное» движение полюса слишком мало, чтобы его можно было обнаружить.

Другое предположение, обычно принимаемое в палеомагнетизме, состоит в том, что геомагнитный полюс всегда находится вблизи полюса вращения. Это предположение может быть подтверждено двумя методами. Во-первых, детальное исследование виртуальных полюсов для пород моложе 30 млн. лет показывает их разброс, но при этом их среднее положение очень близко к современному полюсу вращения. Это означает существование аксиального диполя с добавлением малых компонент, которые случайно изменяются за интервал времени порядка 10^5 лет. Во-вторых, согласно динамо-теории, вращение Земли играет существенную роль в генерации главного геомагнитного поля, и поэтому поле имеет сильную тенденцию ориентироваться параллельно оси вращения. Если это так, то мы можем связать палеомагнитную широту [определенную по (131)] с географической широтой, и нам следует найти корреляцию между палеомагнитной широтой, с одной стороны, и палеонтологическими и другими геологическими индикаторами широты, с другой стороны. Например, присутствие кораллов указывает на низкие широты, а оледенение — на высокие. В общем палеошироты на континентах, определенные другими методами, действительно соответствуют палеомагнитным широтам [90, 179, 690]. Стейли [557] приводит, однако, некоторые примеры несовпадения результатов.

Напряженность главного поля. Если измеряется направление намагниченности горных пород и искусственных изделий, то нетрудно измерить и ее величину. Однако определение палеополя по этим измерениям напряженности является значительно более сложной задачей. Резонно ожидать, что величина NRM, приобретенной породой, пропорциональна напряженности намагничивающего поля. Такая зависимость доказана для слабых полей порядка долей миллитеслы.

Метод, применяемый в случае термонамагниченных пород, состоит в том, чтобы определить NRM, размагнитить образец и затем вновь намагнитить в известном поле H_0 . Приобретенная при этом намагниченность будет

$$M_0 = M_{\text{NMR}} H_0 / H_p, \quad (223)$$

откуда можно найти H_p (напряженность палеополя).

При этом возникают некоторые трудности. Часть NRM может составлять вязкая намагниченность, приобретенная в современную эпоху и не имеющая никакого отношения к палеополю. Часть оста-

точной намагниченности могла быть потеряна со времени образования породы. Во время нагревания могли произойти химические изменения. Измерения напряженности были впервые успешно применены к искусственным изделиям Телье (1959 г.) и др. во Франции. Метод, разработанный Телье и Телье [570], основан на принципе парциального размагничивания. Большинство пород содержит зерна с различными блокирующими температурами. Если порода нагрета до температуры T_1 а затем охлаждена в нулевом поле, размагниченными окажутся только те зерна, блокирующая температура которых $T < T_1$. Таким образом, при последовательных нагревах до T_1, T_2, T_3 и т. д. может быть определена величина остаточной намагниченности, соответствующая каждому температурному интервалу. После полного размагничивания порода термонамагничивается отдельно в каждом температурном интервале. Таким образом, уравнение (223) может быть приложено к каждому температурному интервалу. Намагниченность, соответствующая более низким блокирующим температурам, должна быть мягче, чем намагниченность, соответствующая более высоким блокирующим температурам, и поэтому мы можем ожидать, что первая будет разрушаться быстрее. Следовательно, если палеонапряженность, определенная для различных интервалов блокирующих температур, одна и та же, потери намагниченности должны быть пренебрежимо малы. Аналогично вторичная намагниченность будет в общем случае соответствовать более низким блокирующим температурам. Чтобы быть уверенным в том, что при нагреве не происходит никаких химических изменений, обычно используют некоторые тесты, такие, как измерение восприимчивости до и после нагрева. В работе [534] предложены некоторые усовершенствования этой методики.

Результаты измерения напряженности. Измерения напряженности были осуществлены на горных породах возрастом до 2500 млн. лет [526]. Эти данные немногочисленны, и не для всех пород соблюдается критерий Телье. Полученные результаты показывают, что дипольный момент отличался не более чем в 3 раза от его современной величины в течение почти всего докембрия. Однако в позднем протерозое и раннем палеозое момент составлял только 10% или даже меньше от современной величины, постепенно возрастая в течение фанерозоя. Данные имеют большой разброс, однако минимум в раннем палеозое представляется реальным. Шварц и Саймонс [526] приводят доказательство, что поле в докембрии было в основном дипольным. Согласно работе [92], отношение недиполь-

ного поля к дипольному со времен протерозоя менялось незначительно, т. е. минимум дипольного поля в раннем палеозое сопровождался соответствующим минимумом недипольного поля.

Выводы. Подведем некоторые итоги палеомагнитных исследований. Для промежутка времени по меньшей мере 2500 млн. лет, а может быть и 3500 млн. лет [396], проведены широкие работы по изучению истории главного геомагнитного поля. Кроме того, совершенно неожиданные результаты получены в области геотектоники и теории генерации геомагнитного поля.

Вековые вариации, наблюдаемые в историческое время, как было показано, составляют лишь небольшую часть более или менее случайных вариаций недипольного поля и (более медленных) — дипольного поля. Помимо этих вариаций на фоне поля постоянного аксиального диполя, сам аксиальный диполь и по меньшей мере часть недипольного поля изменяют полярность через очень нерегулярные промежутки времени. Иногда эти изменения происходят каждые 20 тыс. лет, но имеются интервалы порядка 60 млн. лет между изменениями полярности. Для каждого континента наблюдается медленная миграция положения кажущегося геомагнитного полюса. Представляется более вероятным, что эта миграция обусловлена перемещением континентов, а не геомагнитного поля, которое тесно связано с осью вращения Земли. Важным результатом палеомагнитных исследований является вывод о том, что Земля имела магнитное поле примерно такой же напряженности, как сейчас, по меньшей мере с начала протерозоя. Любая теория эволюции Земли должна учитывать этот факт.

3.3. АНОМАЛИИ НА СУШЕ. МАГНИТНАЯ РАЗВЕДКА

Представление о том, что залежи железной руды могут воздействовать на магнитный компас, уходит далеко в глубь времен. Джиницели еще в XIII в. предположил, что компас притягивается «большими холмами массивного железняка» на северном полюсе. Компас использовался для поисков железной руды еще до 1600 г., о чем мы читаем в «De Magnete»: «. . . железная игла рыскает и ищет железные жилы в коях».

По сравнению с другими геофизическими методами магнитная разведка является дешевой и быстрой. Иногда она дает ответ на определенный геологический вопрос, но в большинстве случаев используется для рекогносцировочных исследований. Причина этого становится ясной при сравнении с гравиметрическим методом.

1. Стоимость гравиметра составляет десятки тысяч долларов, в то время как хороший полевой магнитометр может стоить примерно 2000 долл.

2. Изменения, связанные с вертикальным градиентом главного геомагнитного поля, много меньше, чем обычные аномалии, и поэтому точное определение высоты (которое часто является наиболее дорогой частью гравиметрической съемки) не нужно.

3. Магнитные характеристики горных пород отличаются по величине на несколько порядков, в то время как плотность горных пород (определяющая гравитационные аномалии) меняется только в три раза. С другой стороны, намагниченность не является основным свойством породы и может существенно изменяться при очень небольших петрологических изменениях породы, например при окислении магнетита, который может составлять ничтожную часть породы.

4. Магнитные аномалии обычно составляют от одного до нескольких процентов от величины главного геомагнитного поля, гравитационные аномалии имеют порядок 10^{-5} по отношению к гравитационному полю. Исключительно высокая точность, необходимая для гравиметров, для магнитометров не требуется.

5. Отсчет на магнитометре производится быстро и не требует высокой квалификации. Для полевого отряда обычно достаточно двух человек.

6. Показания магнитометра могут регистрироваться на самолете.

7. Вариации гравитационного поля во времени (приливные вариации) малы и заранее известны. Временные вариации геомагнитного поля, вообще говоря, непредсказуемы и могут быть достаточно велики, чтобы влиять на точность съемки.

8. Магнитные аномалии редко бывают изолированными, наложение соседних аномалий одна на другую — обычное явление. Магнитная съемка наиболее полезна в случае немногих изолированных тел, сложенных магнитными породами, среди немагнитных вмещающих пород.

9. Намагниченность — вектор, что увеличивает число неизвестных параметров при интерпретации.

Для интерпретации магнитной съемки важны как индуцированная, так и остаточная намагниченность, так что и восприимчивость, и спонтанная намагниченность должны быть приняты во внимание. Единственными минералами, существенными в этом плане, являются магнетиты (включая титаномагнетиты) и пирротин. Слабомагнитные минералы, такие, как гематит, хотя они

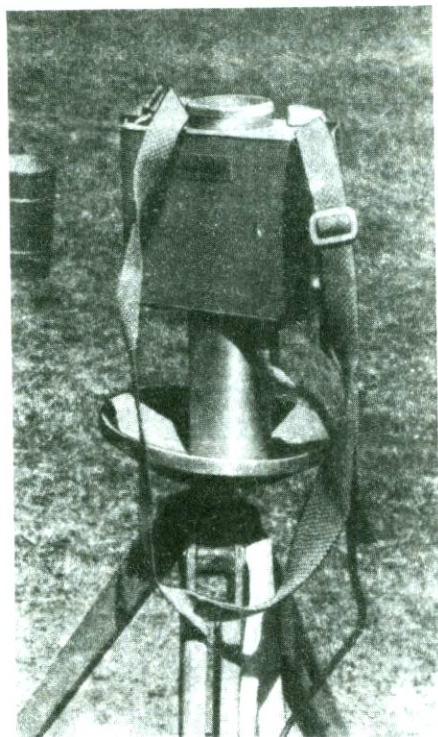


Рис. 57. Магнитометр с магнито-насыщенным датчиком, предназначенный для измерения относительных величин вертикальной компоненты и имеющий вогнутую пластину для быстрой установки по уровню.

очень важны при палеомагнитных и археомагнитных исследованиях, редко создают аномалии с амплитудой, достаточной для использования при магнитной съемке. Часто в качестве магнитного минерала, имеющего значение, упоминается ильменит. Это, очевидно, относится к твердому раствору ильменит — гематит с составом, близким к $4\text{FeTiO}_3 \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$, который имеет необычно высокую спонтанную намагниченность [552].

В общих чертах магнитная съемка при поисках магнитных минералов может применяться в трех случаях. Наиболее очевидный случай — это поиск самого магнетита. Второе важное применение — это поиск минерала, который сам по себе не является магнитным, но с которым ассоциируется магнетит или пирротин. Третье и возможно наиболее распространенное применение магнитной съемки основано на факте, что большинство темноцветных изверженных пород и некоторые осадки химического происхождения (как, например, жильные образования железа) содержат достаточно магнети-

та, чтобы сделать их источниками магнитных аномалий. Вследствие этого магнитная съемка обеспечивает быстрое картирование структур под земной поверхностью, что имеет значение при поисках воды, нефти, газа и т. д. Важная информация о структурах при инженерно-геологических исследованиях тоже может быть получена с помощью магнитной съемки.

Обнаружено, что восприимчивость пород с увеличением содержания магнетита возрастает несколько быстрее, чем при линейной зависимости [449, с. 24]. Содержание магнетита в количестве одного процента приблизительно соответствует восприимчивости, равной 0,05.

Магнитная съемка может вестись с самолета, судна или на земле как пешком, так и (иногда) с использованием транспорта [327].

НАЗЕМНАЯ СЪЕМКА. Наземная магнитная съемка применяется при мелкомасштабных инженерных или гидрологических работах или при поисках минералов. Она используется также в археологии, чтобы обнаружить небольшую разницу в намагниченности, например кирпичей и окружающей почвы. Достаточно часто имеются сведения о геологии исследуемого района; если же нет, то сначала производится рекогносцировочная съемка с интервалами 20—30 м. При выходах магнитных минералов на поверхность локальное поле может характеризоваться очень короткой пространственной длиной волны порядка 1 м. Всегда должна наблюдаться некоторая корреляция между соседними отсчетами, в противном случае наложение частот может помешать проведению точного профиля [71].

Для наземной магнитной съемки пригодны разные приборы. Для съемки невысокой точности можно использовать крутильный магнитометр. Однако в основном сейчас используются феррозондовые или протонные магнитометры. Первые имеют то преимущество, что они измеряют вертикальную компоненту, облегчая тем самым интерпретацию, но в точности они уступают другим типам магнитометров. Некоторые феррозондовые приборы сконструированы таким образом, что их можно держать в руке, причем датчик подвешен так, что располагается вертикально, если держать прибор приблизительно в вертикальном положении. Однако точность существенно возрастает, если прибор установлен на треноге, например, с использованием вогнутой пластины, как показано на рис. 57. Прибор может быть расположен приблизительно вертикально без необходимости устанавливать треногу по уровню. Это устраняет горизонтальные колебания, неизбежные, если прибор держать в руке.

Прецизионный протонный магнитометр дает более точный и быстрый отсчет, но он имеет два недостатка по сравнению с феррозондовыми приборами (не говоря уже о том, что он измеряет полное поле T , а не вертикальную компоненту Z): его нельзя использовать, если внешние электромагнитные помехи очень велики (например, вблизи от кабеля) и при резком магнитном градиенте.

Закрепление пунктов при наземной съемке редко бывает проблемой. Маршруты размечаются по компасу и рулетке и отмечаются немагнитными реперами. Эта сеть обычно бывает связана с какой-то другой сетью или иными наземными ориентирами.

Поправки за вариации поля во времени или (при работе с феррозондами) за уход нуля-пункта редко бывают нужны при наземной съемке. Если они все же необходимы, то производятся измерения по маршруту (линия привязки), перпендикулярному основным маршрутам. Такая схема измерения обеспечивает наблюдения по замкнутой петле. Если требуется большая точность, то одновременно с перемещающимся (полевым) магнитометром используется стационарный (базисный) магнитометр, но при наземной съемке это редко бывает необходимо*.

Во время магнитной съемки важно избежать влияния искусственных магнитных полей. Транспортные средства, заборы, большинство типов дорог и прочие объекты могут исказить наблюдения, так же как магнитные материалы на наблюдателе. При измерениях наблюдатель должен всегда располагаться на одном и том же расстоянии и в одном и том же направлении от прибора. В работе [314] рекомендуется, чтобы расстояние от транспортного средства было по меньшей мере 40 м, чтобы избежать ошибки в 0,5 нТл.

Результаты полевых наблюдений обычно изображаются в виде карт изолиний или серий параллельных профилей вкрест простираения изучаемого тела. Иногда карты изолиний приходится строить раньше, чем известно направление простираения.

Наземная магнитная съемка обычно применяется для поисков неглубоко залегающих магнитных тел, поэтому в большинстве случаев требуется небольшая чувствительность (приемлема точность до 50 нТл), но зато необходимо высокое разрешение по профилю.

АЭРОМАГНИТНАЯ СЪЕМКА. Аэромагнитная съемка стала одной из наиболее распространенных форм геофизических исследований. В

* При высокоточных магнитных съемках введение поправок за вариации является обязательным. — *Прим. ред.*

принципе она используется при изучении различных структур, но может применяться также в качестве рекогносцировочной при поисках полезных минералов.

Несмотря на высокую стоимость аэросъемки, скорость ее столь высока, что стоимость на 1 км профиля составляет всего 20% от стоимости наземной съемки. К этому можно добавить и то ее преимущество, что исключается проблема труднодоступности. Однако разрешающая способность по профилю ограничена, а удаленность от земной поверхности неизбежно приводит к сглаживанию, что делает бесполезным этот метод в случае малых аномалий, занимающих небольшие площади. Применение вертолета увеличивает разрешение, но также и стоимость. В аэромагнитной съемке могут быть использованы феррозондовые датчики, описанные в разд. 1.5. Еще чаще используются прецизионные протонные магнитометры. Для регистрации данных применяются самописцы.

Основная проблема аэромагнитной съемки — привязка к местности. Часто бывает достаточно непрерывно вести фотосъемку, а затем отметить маршрут полета на фотокарте. Килевая и бортовая качка самолета обуславливают ошибки, которые не существенны для рекогносцировочной съемки. Однако этот метод годится лишь для поверхности с опознавательными чертами. Если маршрут проходит над водой или иной поверхностью, не имеющей опознавательных черт, например территорией, покрытой снегом, необходимы другие методы привязки. Существует ряд таких методов, использующих радионавигационные системы, основанные на дистанционных измерениях очень высокочастотных полей. К их числу относятся радионавигационные системы «Шоран» (SHORAN), «Хификс» (Hi-Fix), «Рендж-Рендж» (Range-Range), «Арго» (ARGO) и др.* Они производят непрерывную запись расстояний самолета от двух фиксированных наземных станций. Другая система использует доплеровское изменение частоты эха от поверхности земли впереди и по сторонам от самолета в совокупности с показаниями компаса, чтобы учесть направление, скорость относительно земли и угловой дрейф. Привязка должна комбинироваться с маркировкой на магнитной записи.

* SHORAN — радионавигационная система малого радиуса действия; Hi-Fix (или Decca) — радионавигационная система среднего радиуса действия, работа которой основана на сравнении фазовых соотношений строго синхронизированных по частоте радиоволн; Range-Range (разнос — разнос), ARGO — другие применяемые на Западе радиогеодезические системы. — *Прим. ред.*

По-видимому, самая распространенная цель аэромагнитной съемки — это определение мощности осадочной толщи при поисках нефти. После региональных геологических исследований это обычно первый метод, который используется для изучения больших площадей. Целью его является районирование территорий для более детальной геофизической разведки методами гравиметрии, сейсмометрии и в конечном счете бурения.

Высота полета меняется в зависимости от цели съемки. При поисках залежей минералов обычно желательно лететь настолько низко, насколько это возможно. При изучении глубинных особенностей осадочного бассейна достаточна высота 300—500 м. Над плоской местностью полет часто проводится на постоянном барометрическом уровне.

Временные вариации могут быть исключены при помощи линии привязки, перпендикулярной линиям полета, как это показано на рис. 66. Высоты точек на пересечении должны быть согласованы. В другом варианте временные вариации могут быть исключены при использовании стационарного магнитометра на базовом пункте. Если район съемки обширен или далек от базы, временные вариации на базе из-за аномалий проводимости могут отличаться от вариаций в районе съемки (см. разд. 5.3). Заметим, что термин *суточные* часто обозначает в разведочной геофизике все вариации во времени, а не только суточные вариации в строгом смысле этого понятия (см. разд. 4.4).

Часто в книгах по разведочной геофизике [533, с. 212], встречается утверждение, что временные вариации над океанами меньше, чем над сушей, за исключением низких широт. Наблюдения на обсерваториях, расположенных на островах, не подтверждают этого [454], но ослабление вертикальной компоненты за счет индукции океанов (см. разд. 5.3) может уменьшать временные вариации в T при $I > 45^\circ$.

Интерпретация данных. Первый этап интерпретации магнитной съемки состоит во внесении поправки за вековые вариации, если точность оправдывает это. Если район съемки достаточно обширен, то, как правило, необходимо внести поправку за градиент главного поля. Обычно используется линейное приближение [162, с. 322], но при большой точности для обширной площади может оказаться необходимым учесть и региональное поле, например, Международное эталонное геомагнитное поле (IGRF). Исправленные данные наносятся затем на карту.

При этом могут быть использованы современные методы обработки изображений, заключающиеся в сдвиге копии аэрофотосним-

ка таким образом, чтобы при просмотре через стереоскоп копии и исходного снимка «ложная топография» указала бы интенсивность магнитных аномалий.

Объем необходимых работ по интерпретации зависит от поставленной задачи. В некоторых случаях геология района бывает хорошо изучена и требуется только уточнить положение магнитного тела. В этих случаях может быть достаточной качественная интерпретация («на глаз») карты изолиний. Однако даже в этих случаях часто желательна некоторая количественная интерпретация, поскольку максимум аномалии не обязательно находится по вертикали над центром создавшего ее магнитного тела. Один из методов внесения поправки — *редукция к полюсу* — обсуждается ниже.

Часто требуемая информация касается глубины магнитного тела. Общая закономерность такова, что чем короче длина пространственной волны, связанной с аномалией, тем ближе к поверхности залегает тело. Теоретически нет точного решения обратной задачи по магнитным данным*. Теория потенциала показывает, что любая аномалия, хотя бы и очень плавная, может быть создана распределением диполей на поверхности и что любая аномалия, хотя бы и очень резкая, может быть создана достаточно сложным сочетанием мультиполей в центре Земли. Но на практике обычно удается получать достаточно хорошие оценки глубины магнитных тел.

Опыт, основанный на расчетах, приведенных ниже, породил множество эмпирических правил определения глубины верхней кромки тела, создающего аномалию [491]. При этом профили наблюдений предполагаются расположенными вкрест простирания тела.

Профиль типичной магнитной аномалии приведен на рис. 58. Наиболее распространенные из этих правил таковы:

1. Глубина примерно равна $2/3$ половинной ширины (т. е. ширины аномалии на уровне половины амплитуды (правило Тилбурга).
2. Глубина равна половине ширины аномалии на $1/3$ максимальной амплитуды (правило Ханнеля).
3. Глубина равна длине горизонтального отрезка между касательными к боковым линиям аномалии.
4. Глубина равна $5/8$ расстояния между точками на профиле,

* Строго говоря, теория потенциала указывает четкие методы решения обратных задач магниторазведки для тех классов магнитных тел, которые удовлетворяют соответствующим теоремам единственности. — *Прим. ред.*

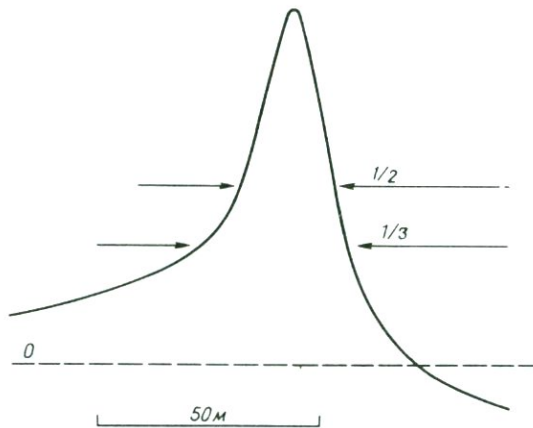


Рис. 58. Профиль общей интенсивности через погребенную базальтовую дайку, демонстрирующий некоторые параметры, используемые для оценки глубины. Стрелками указана доля максимальной амплитуды.

где наклон равен половине максимального наклона (правило Петера).

5. Максимальная глубина равна $4,9 (Z' / Z'')$, где Z' и Z'' — максимумы абсолютных значений первой и второй производных аномалии вертикальной составляющей по отношению к расстоянию вдоль профиля; если тело двумерное, то это отношение понижается до 1,2 (правило Смита).

6. Если аномалия имеет максимум и минимум, отношение максимума и минимума дает наклонение намагниченности. Если отношение равно 1, то $I = 0^\circ$, если 10, то $I = 70^\circ$ [533, с. 217]:

Другая распространенная процедура состоит в использовании каталога аномалий, создаваемых стандартными телами. Хотя реальные магнитные тела обычно имеют неправильную форму, их полезно аппроксимировать правильными телами, для которых аномалии могут быть рассчитаны. Получив первое приближение к форме и положению тела, можно варьировать данные и рассчитывать теоретические профили (используя формулы, приведенные ниже), пока не будет достигнуто удовлетворительное совпадение с наблюдаемым профилем. При решении этой задачи удобно использовать компьютер с дисплеем, работающий в диалоговом режиме (интерактивная система). Шкалы длины и интенсивности, необходимые для совпадения наблюдаемых профилей, дают глубину и намагниченность тела. При интерпретации необходимо принимать во внимание магнитный азимут наблюдаемого профиля и его угол с

простираем аномалии. Последний наилучшим образом определяется по карте изолиний.

Обычная трудность при интерпретации магнитной съемки состоит в том, что должны быть учтены как величина, так и направление намагниченности тела. Величина намагниченности определяет только амплитуду аномалии, но от направления зависит форма аномалии, которая определяется также формой и положением намагниченного тела. При отсутствии дополнительной информации обычно принимается, что \mathbf{M} параллельно главному полю. Основанием для такого предположения является то, что индуцированная намагниченность, которая параллельна \mathbf{H} для изотропного тела, будет преобладать, если отношение Кенигсбергера достаточно низкое. Если преобладающая остаточная намагниченность достаточно мягкая, она должна быть более или менее параллельна современному полю. Однако остаточная намагниченность, составляющая значительный угол с современным полем, типична для изверженных пород и необходимо сделать все возможное, чтобы учесть это при интерпретации. Правило № 6, упомянутое выше, очень полезно. Величина остаточной намагниченности часто определяется по измерениям образцов горных пород. Метод разделения остаточной и индуцированной намагниченности *in situ* был разработан Голдштейном и Уордом в 1966 г. [234].

Поле от тел правильной формы. Мы выведем формулы для вертикальной компоненты (ΔZ) и модуля (ΔT) аномальных полей над телами различной формы.

Если выполняются измерения вертикальной компоненты, то они независимы от главного поля (если не считать того, что основное поле может влиять на намагниченность тела). Если же измеряется модуль вектора поля (T), то мы практически измеряем суммарное поле — главное плюс аномальное. Пока аномальное поле много меньше главного, измерения T не особенно полезны, и, так как они обычно производятся при помощи протонного магнитометра, вариации T вообще трудно получить из-за резких градиентов.

Рассмотрим, какие вариации T измеряются в действительности. Если \mathbf{V}_0 — это главное поле (которое может включать в себя пространственно совместимую часть локального поля), а $\Delta \mathbf{V}$ — аномальное поле, то полное поле

$$\mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \Delta \mathbf{V}$$

и его величина равна

$$T = |\mathbf{V}| = [\mathbf{V}_0^2 + 2\mathbf{V}_0 \cdot \Delta \mathbf{V} + (\Delta \mathbf{V})^2]^{\frac{1}{2}} = |\mathbf{V}_0| + \mathbf{V}_0 \cdot \Delta \mathbf{V} / |\mathbf{V}_0|,$$

где мы пренебрегли квадратом малой величины $\Delta \mathbf{B}/|\mathbf{B}_0|$. Таким образом, измерения изменений T фактически позволяют определить только компоненту аномального поля, параллельную основному полю.

Следует сделать замечание о выборе знака аномалий вертикальной компоненты в Южном полушарии. По общему соглашению аномалии ΔZ считаются положительными, если Z возрастает, и отрицательными, если убывает [528].

Изолированный магнитный полюс. Магнитное поле вблизи одного из концов длинного тонкого тела, намагниченного вдоль своей длины, аппроксимируется полем вблизи изолированного магнитного полюса (магнитного заряда). Пусть глубина залегания магнитного заряда равна h , и x, y, z — декартовы координаты с осью x , направленной на магнитный север, а z — вертикально вниз. Начало координат расположено в глубине в точке магнитного заряда. Величина магнитного заряда равна q и

$$Q_p = q\mu_0/4\pi,$$

Тогда скалярный потенциал равен

$$\Delta U = Q_p[x^2 + y^2 + z^2]^{-\frac{1}{2}}, \quad (224)$$

а вертикальная компонента аномального магнитного поля при $z = -h$ равна

$$\begin{aligned} \Delta Z &= -(\partial/\partial z)(\Delta U) = \\ &= -Q_p h[x^2 + y^2 + h^2]^{-\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (225)$$

Северная компонента магнитного поля равна

$$\begin{aligned} \Delta H &= -(\partial/\partial x)(\Delta U) = \\ &= Q_p x[x^2 + y^2 + h^2]^{-\frac{3}{2}} \end{aligned} \quad (226)$$

Компонента аномального поля, параллельная основному полю, определяется формулой:

$$\Delta T = \Delta Z \sin I + \Delta H \cos I, \quad (227)$$

где I — наклонение. [В этих формулах и в (234) ΔZ должна выбираться положительной, если она направлена вниз, в обоих полушариях]. Она может быть записана в виде

$$\Delta T = -Q_p h^{-2} [\sin I (x^2/h^2 + y^2/h^2 + 1)^{-\frac{3}{2}} - (x/h) \cos I (x^2/h^2 + y^2/h^2 + 1)^{-\frac{3}{2}}],$$

так что глубина h определяет амплитуду аномалии, но ее форма как функция x и y зависит только от отношения x и y к h . Таким образом, профили одной и той же формы могут относиться к лю-

бой глубине, если единица масштаба в северном и восточном направлениях пропорциональна h . В общем случае глубина может быть определена на основе масштаба. Например, рассмотрим профиль вертикальной компоненты поля на траверсе восток — запад, проходящем через эпицентр аномалии, создаваемой изолированным магнитным полюсом (зарядом), т. е. через $x = 0$,

$$\Delta Z = -Q_p h^{-2} (y^2/h^2 + 1)^{-3/2}. \quad (228)$$

Для точки, в которой амплитуда поля равна половине максимального значения, получаем

$$\pm(y/h) = (2^{3/2} - 1)^{1/2} = 0,766.$$

Таким образом, если аномалия имеет пространственную форму, характерную для монополя, эффективная глубина может быть определена по ширине этой аномалии на уровне половины максимума амплитуды. Упомянувшиеся выше практические методы основаны на соображениях такого рода.

Диполь. Погруженный диполь — более реальная модель источника аномалий. В частности, поле от однородно намагниченной сферы имеет ту же форму, что и от диполя.

Потенциал диполя с моментом m в точке на расстоянии r от центра и на угловом расстоянии θ от оси диполя определяется из формулы (48):

$$U = Q_d r^{-2} \cos \theta, \quad (229)$$

где

$$Q_d = m\mu_0/4\pi.$$

Диполь находится на глубине h и ориентирован с азимутом λ к востоку от магнитного севера и наклоном i (не обязательно равным наклонению главного поля I) вниз по отношению к горизонту. Выберем начало координат в точке расположения диполя и направим оси X , Y , Z соответственно на магнитный север, восток и вниз, и пусть точка, в которой мы хотим узнать величину поля имеет координаты x , y , z . Используя формулу сложения сферической тригонометрии (П57), можно выразить аномальный потенциал в виде

$$\Delta U = Q_d r^{-3} \{ \cos i (x \cos \lambda + y \sin \lambda) + z \sin i \}, \quad (230)$$

где

$$r^2 = x^2 + y^2 + z^2.$$

Вертикальная компонента аномального поля равна

$$\begin{aligned} \Delta Z &= -(\partial/\partial z)(\Delta U) = \\ &= Q_d r^{-5} \{ (2z^2 - x^2 - y^2) \sin i + 3z \cos i (x \cos \lambda + y \sin \lambda) \}, \end{aligned} \quad (231)$$

Мы рассматриваем поле на поверхности, поэтому $z = -h$. Чтобы получить выражение, похожее на (228), введем величины

$$\xi = x/h, \quad \eta = y/h, \quad R^2 = \xi^2 + \eta^2 + 1,$$

тогда

$$\Delta Z = Q_d h^{-3} \{-3R^{-5} \cos i (\xi \cos \lambda + \eta \sin \lambda) + R^{-5} (2 - \xi^2 - \eta^2) \sin i\} \quad (232)$$

и для северной компоненты

$$\Delta H = Q_d h^{-3} \{-3\xi R^{-5} \sin i - [(1 - 2\xi + \eta) \cos \lambda - 3\xi\eta \sin \lambda] R^{-5} \cos i\}. \quad (233)$$

В этом случае снова форма аномалии зависит только от отношения x и y к h .

Из уравнений (232) и (233) можно получить формулу для аномалии полного поля

$$\Delta T = \Delta H \cos I + \Delta Z \sin I. \quad (234)$$

Любое не слишком вытянутое вдоль одного из измерений тело, имеющее более или менее однородную намагниченность, дает аномалию, приближающуюся к дипольной. Если намагниченность чисто индуцированная, то $i = I$ и $\lambda = 0$. На рис. 59 изображена контурная карта для такой аномалии над диполем при наклонении, равном 70° . Небольшая отрицательная аномалия в полярном направлении от более интенсивной положительной аномалии типична для многих реально встречающихся аномалий.

Протяженные однородно намагниченные тела. Рассмотрим сначала однородно намагниченные тела, которые вытянуты в одном горизонтальном направлении (направлении «простираения») на большое расстояние. Мы будем предполагать с целью упрощения вычислений, что тела вытянуты от $-\infty$ до $+\infty$ и потому могут быть описаны своим двумерным сечением, перпендикулярным оси простираения. Такие модели обычно называют двумерными.

В соответствии с уравнением (54) намагниченность однородно намагниченных тел может рассматриваться как поверхностное распределение магнитных зарядов плотностью $\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}$, где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор внешней нормали к поверхности тела, а \mathbf{M} — вектор намагниченности.

Мы рассмотрим тела с плоскими гранями (призмы). Поле, создаваемое бесконечной заряженной нитью (линией полюсов) с линейной плотностью L (А) на расстоянии h от нее, равно

$$(\mu_0/4\pi) \int_{-\infty}^{+\infty} r^{-2} L \cos \theta \, dx = (\mu_0/4\pi)(2L/h). \quad (235)$$

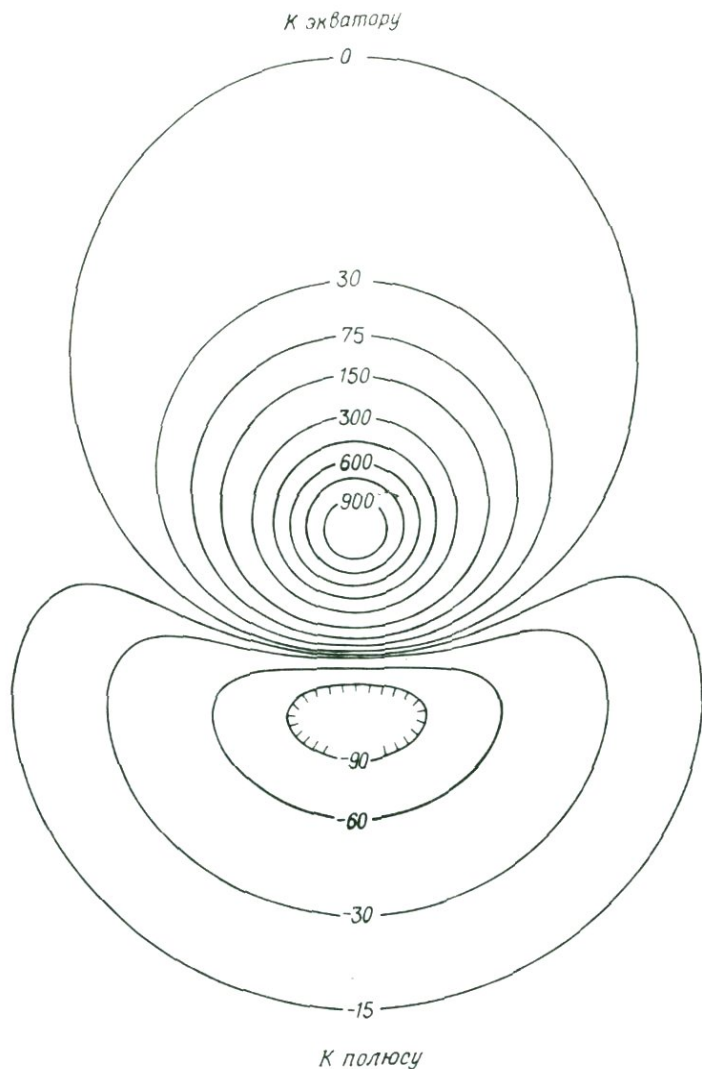


Рис. 59. Карта изолиний полной интенсивности аномального поля, создаваемого погруженным диполем с наклоном 70° . Единицы интенсивности произвольны. Глубина источника приблизительно равна половине диаметра контура, образованного изолинией с оцифровкой 150.

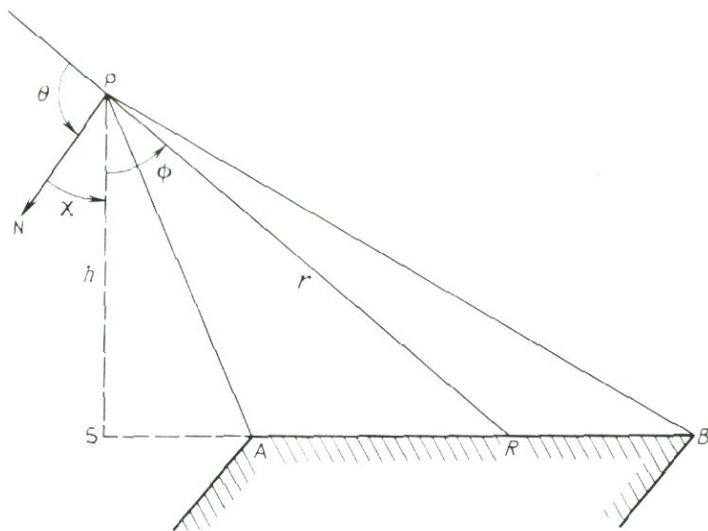


Рис. 60. Геометрическая схема, поясняющая расчет поля от одной грани двумерного призматического тела.

Поле направлено от линии, если заряды положительны.

На рис. 60 отрезок AB соответствует одной из граней двумерного тела, у которого направление простираения перпендикулярно плоскости рисунка. Мы хотим определить поле в точке P на расстоянии h от плоскости AB . Вычислим компоненту этого поля в направлении PN . Пусть S — основание перпендикуляра, опущенного из точки P , а R — любая точка между A и B на расстоянии r от P , за x примем SR . Все углы отсчитываются против часовой стрелки (знак угла важен); θ — угол между продолжением RP и PN , χ — угол NPS , а ϕ — угол SPR . Пусть плотность магнитных зарядов на плоскости AB равна σ ($A \cdot m^{-1}$). Применим (235) к узкой полосе, проходящей через R , шириной dx . Поле, создаваемое этой полосой, имеет величину

$$(\mu_0/4\pi)(2\sigma/r) dx$$

и направлено по RP . Его компонента в направлении PN равна

$$(Q/r) \cos \theta dx,$$

где

$$Q = \sigma\mu_0/2\pi.$$

Подставляя

$$\cos \theta = -\cos(\chi + \phi) = \sin \chi \sin \phi - \cos \chi \cos \phi$$

и интегрируя от A до B , получаем значение аномального поля в направлении PN :

$$\begin{aligned} \Delta B_N &= O \int_A^B r^{-1} (\sin \chi \sin \phi - \cos \chi \cos \phi) dx = \\ &= O \left\{ \sin \chi \int_A^B r^{-2} x dx - \cos \chi \int_A^B r^{-2} h dx \right\} \\ &= O \{ \sin \chi \lg(r_B/r_A) - \cos \chi (\phi_B - \phi_A) \}. \end{aligned} \quad (236)$$

Второй интеграл вычисляется по формуле 120.1 из справочника Двайта [182]. Аномалия для всего тела, имеющего форму призмы, рассчитывается с помощью последовательного применения (236) к каждой плоской границе тела. Плотность магнитных зарядов σ зависит от угла между \mathbf{M} и нормалью и в общем случае может быть различна для разных поверхностей тела. Любая компонента намагниченности в направлении простираения тела не вносит вклада в аномальное поле. Соответственно в аномальном поле отсутствует компонента в направлении простираения.

Направление PN зависит от того, какая компонента аномалии рассматривается в данном случае. Если речь идет о вертикальной компоненте (ΔZ), то PN направлено вниз в Северном полушарии и вверх — в Южном. Если же нам нужна горизонтальная компонента (ΔH), то PN будет направлено горизонтально, составляя острый угол с направлением на магнитный север, и

$$\Delta H = \Delta B_N |\sin \alpha|,$$

где α — магнитный азимут простираения. При вычислении полной интенсивности аномалии от тела с простираением, направленным с севера на юг, вклад в аномальное поле дает только вертикальная компонента, и

$$\Delta T = \Delta Z \sin I.$$

Если же имеется простираение с востока на запад, то PN направлено по главному полю и $\Delta T = \Delta B_N$. Для любого другого направления простираения нужно вычислить как ΔZ , так и ΔH и подставить эти величины в выражение

$$\Delta T = \Delta H |\sin \alpha| \cos I + \Delta Z \sin I. \quad (237)$$

(В этих формулах, как и раньше, для ΔZ направление вниз нужно принять за положительное в обоих полушариях.)

Призматические тела. Тела, у которых длина в несколько раз превышает ширину и расстояние до точки P , создают вблизи своей середины аномалии, почти не отличающиеся от тех, которые создавались бы бесконечно протяженным телом. Если же необходимо принять во внимание конечную длину тела, то мы можем вычислить аномалию над серединой тела, используя вместо (235) выражение для поля магнитных зарядов, равномерно распределенных на отрезке от $-y$ до y , т. е.

$$(\mu_0/4\pi)(L/h)2y(y^2+h^2)^{-3/2}$$

Тогда вместо (236) мы получаем более сложную формулу

$$\Delta B_N = Q \left\{ \frac{1}{2} \sin \chi \log \frac{(\sqrt{r_B^2 + y^2} - y)(\sqrt{r_A^2 + y^2} + y)}{(\sqrt{r_B^2 + y^2} + y)(\sqrt{r_A^2 + y^2} - y)} - \cos \chi \left[\arcsin \left(\frac{y \sin \phi_B}{h^2 + y^2} \right) \arcsin \left(\frac{y \sin \phi_A}{h^2 + y^2} \right) \right] \right\}, \quad (238)$$

которая сводится к (236) при $y \rightarrow \infty$. Эта формула не учитывает магнитные заряды на концах тела. Полезная сводка расчетов аномалий от тел с плоскими границами собрана Гэем [227].

Тела произвольной формы. Существует метод расчета аномалий от трехмерных тел произвольной формы, основанный на представлении тела в виде пачки тонких пластин [265]. Поля от тел сфероидалной формы могут быть рассчитаны с помощью формул (85)–(101).

Если у однородно намагниченного тела есть две параллельные поверхности, то внешние нормали \hat{n}_1 и \hat{n}_2 к ним антипараллельны,

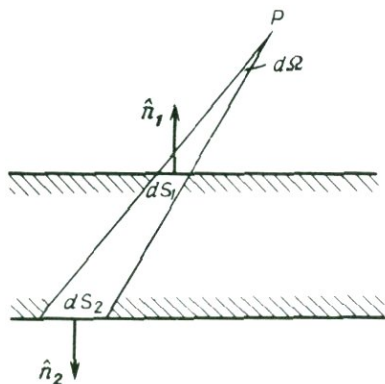


Рис. 61. Плоское тело с параллельными поверхностями и однородной намагниченностью. Поля в точке P от элементов поверхности dS_1 и dS_2 равны по величине и противоположны по направлению.

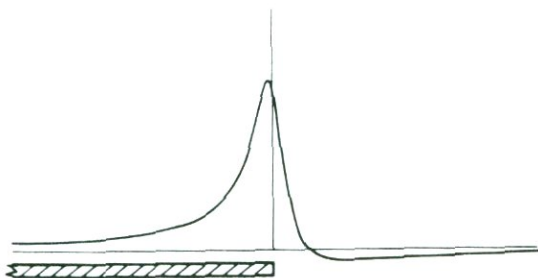


Рис. 62. Полная интенсивность поля вблизи края широкой и тонкой пластины. Заметим, что аномалия поля мала всюду, за исключением окрестности края пластины. Рисунок взят из работы Кларка и др. [136], с разрешения Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра.

так что эквивалентные поверхностные плотности магнитных зарядов равны и противоположны по знаку. Рассмотрим конус с вершиной в точке P (рис. 61) с малым телесным углом $d\Omega$. Он вырезает на верхней и нижней поверхностях тела элементы площади dS_1 и dS_2 на расстояниях r_1 и r_2 от точки P . Суммарное поле (вдоль оси конуса) равно

$$r_1^{-2} \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}_1 dS_1 + r_2^{-2} \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 dS_2 = \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}_1 d\Omega + \mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}_2 d\Omega = 0.$$

Таким образом, влияния тех участков верхней и нижней плоскостей тела, которые вырезают общий для них телесный угол, взаимно компенсируются. Вследствие этого поле от тонкого плоского тела мало всюду, кроме краев. Для иллюстрации этого факта на рис. 62 показано поле над краем тонкого бесконечного пласта. Отметим, что поле стремится к нулю по мере удаления от края к центру пласта.

Спектральные свойства. Часто встречающаяся трудность при интерпретации магнитных аномалий состоит в выборе правильной характеристики для их описания. Такие трудности не возникают, если аномалия достаточно изолирована, но очень часто соседние аномалии расположены близко и нужно решить, какую характеристику следует использовать для описания интенсивности.

Когда мы имеем дело со сложной конфигурацией магнитных тел, или, возможно, с одним образованием, имеющим переменную намагниченность, часто наиболее полезной оказывается информация о том, плавными или резкими являются изолинии магнитного поля. Наиболее точно эта информация может быть выражена с помощью преобразования Фурье (спектра аномалии). Плавные, рав-

номерно расположенные изолинии (т. е. низкие волновые числа) указывают на отсутствие магнитных минералов или их наличие на большой глубине. Хаотично расположенные изолинии с резко меняющимися градиентами (т. е. в спектре представлены высокие гармоники) указывают на близкие к поверхности магнитные источники.

У магнитных аномалий часто есть определенная ориентация. Это дает полезную информацию о геологической структуре района. На рис. 63 видна сильная северо-северо-западная вытянутость структуры, а также области высоких и низких волновых чисел.

Спектр магнитного профиля часто аппроксимируют двумя или большим числом секторов на графике, где амплитуда отложена в логарифмическом масштабе, а волновое число — в линейном. С каждым сектором можно связать источник определенной глубины. Причины этого будут ясны из формулы (240). Спектральный подход может быть особенно полезен, когда глубоко залегающие источники поля перекрыты поверхностными магнитными минералами. Хорошим примером использования этого метода является анализ данных для области Кобар в Новом Южном Уэльсе, выполненный Гидлеем [230].

Продолжение поля ВВЕРХ. Для исследования общего характера аномалий и их спектра в большей мере, чем для анализа конкретных аномалий, полезен метод аналитического продолжения поля в верхнее полупространство. Этот же метод может быть применен для гравиметрических наблюдений.

Рассмотрим горизонтальную плоскость, содержащую магнитные заряды (положительные и отрицательные) и предположим, что нам нужно измерить вертикальную компоненту аномального поля непосредственно над этой плоскостью. Мы можем представить себе, что аномальное поле является результатом действия большого количества магнитных зарядов, расположенных на этой поверхности. Рассмотрим действие одного из таких зарядов величины q , помещенного в начале координат (Q на рис. 64). В произвольной точке (x, y, z) , на высоте z над этой плоскостью вертикальная компонента поля равна

$$\Delta Z = -z(\mu_0 q / 4\pi)(x^2 + y^2 + z^2)^{-3/2}$$

Поверхностный интеграл от этой величины по всей плоскости равен

$$-(q\mu_0 / 4\pi)z \iint_{-\infty}^{\infty} (x^2 + y^2 + z^2)^{-3/2} dx dy = -q\mu_0 / 2$$

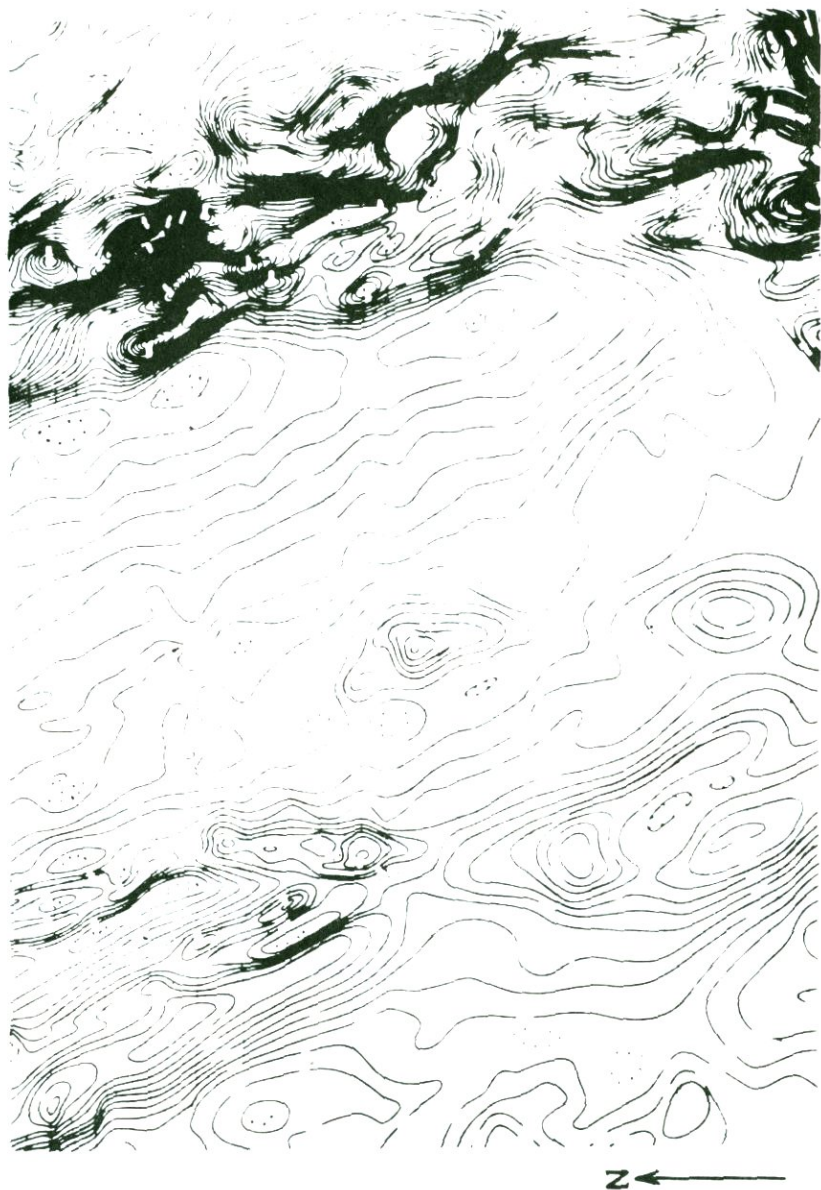


Рис. 63. Аэромагнитная карта шита Спрингвейл (Квинсленд), охватывающая площадь 155 × 110 км. Видны области с неглубокими источниками на востоке, более глубокими источниками на западе, отсутствие магнитных материалов в центре. Наблюдается сильная северо—северо—западная вытянутость всей картины поля. Приводится с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра.

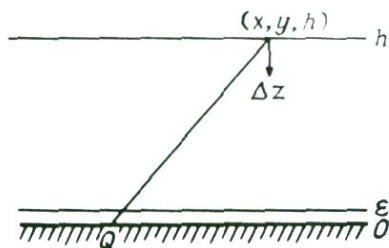


Рис. 64 Продолжение поля вверх: геометрическая схема для вычисления импульсной характеристики фильтра (процедура переноса поля с уровня $z = \varepsilon$ на уровень $z = h$).

и не зависит от z . Как видим, на горизонтальной плоскости, проходящей на бесконечно малой высоте над Q , ΔZ равно нулю всюду, кроме бесконечно малой окрестности точки Q , где ΔZ неограниченно растет. Поверхностный интеграл, взятый на высоте ε , по любой части плоскости, включающей в себя окрестность над точкой Q , равен $-q\mu_0/2$. Если взять q равным $-2/\mu_0$, то поверхностный интеграл обращается в единицу, и функция, описывающая ΔZ на плоскости на высоте ε , является δ -функцией Дирака (см. приложение 5).

Рассмотрим теперь любую другую плоскость, проходящую на конечной высоте h над точкой Q . В точке (x, y, h)

$$Z'(x, y) = (1/2\pi)h(x^2 + y^2 + h^2)^{-3/2}. \quad (239)$$

Штрих указывает на то, что q равно $-2/\mu_0$. Если рассматривать пространство между горизонтальными плоскостями на уровнях ε и h как линейный фильтр, у которого $\Delta Z_\varepsilon(x, y)$ является входом, а $\Delta Z_h(x, y)$ — выходом, то (239) есть не что иное, как импульсная характеристика такого фильтра, а ее фурье-преобразование — передаточная функция (П120). Преобразование Фурье от (239) равно

$$f(p, q) = (h/2\pi) \iint_{-\infty}^{+\infty} (x^2 + y^2 + h^2)^{-3/2} e^{i(px + qy)} dx dy,$$

где p и q — волновые числа в направлениях x и y соответственно*. Этот интеграл может быть вычислен (см., например, [246, с. 218]):

$$f(p, q) = e^{-h\sqrt{p^2 + q^2}} \quad (240)$$

* Величины p и q в отечественной литературе обычно называют пространственными частотами вдоль осей x и y соответственно. — Прим. ред.

Если мы теперь возьмем фурье-преобразование (или спектр) любого поля, наблюдаемого на нулевой высоте, т. е.

$$f_0(p, q) = \iint_{-\infty}^{+\infty} (\Delta Z)_0 e^{i(px+qy)} dx dy,$$

и умножим его на (240), то получим спектр поля, которое мы наблюдали бы, если бы проводили наблюдения на высоте h .

Эти формулы могут быть объединены в одно выражение, если воспользоваться явной записью прямого и обратного преобразований Фурье:

$$\begin{aligned} \Delta Z_h(x, y) &= (1/4\pi^2) \iint_{-\infty}^{+\infty} f_h(p, q) e^{i(px+qy)} dp dq = \\ &= (1/4\pi^2) \iint_{-\infty}^{+\infty} f_0(p, q) e^{-h\sqrt{p^2+q^2}} e^{i(px+qy)} dp dq = \\ &= (1/4\pi^2) \iint_{-\infty}^{+\infty} \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \Delta Z_0(x', y') e^{i(px'+qy')} dx' dy' \right] \times \\ &\quad \times e^{h\sqrt{p^2+q^2}} e^{i(px+qy)} dp dq = \\ &= (1/4\pi^2) \iint_{-\infty}^{+\infty} \Delta Z_0(x', y') \left[\iint_{-\infty}^{+\infty} \exp \left\{ -h\sqrt{p^2+q^2} + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + ip(x'-x) + iq(y'-y) \right\} dp dq \right] dx' dy'. \end{aligned} \quad (241)$$

Выполняя интегрирование по p и q , переходя к полярным координатам и используя формулы (860.02) и (858.535) из [182], получаем

$$\Delta Z_h(x, y) = (1/2\pi) \iint_{-\infty}^{+\infty} \Delta Z_0(x', y') (h/R^3) dx' dy', \quad (242)$$

где

$$R^2 = (x' - x)^2 + (y' - y)^2 + h^2.$$

В работе [246, с. 216] эта же формула выведена с помощью теоремы Грина.

Строго говоря, это рассмотрение пригодно только для вертикальной компоненты аномального поля, но приближенно оно довольно хорошо применимо и для полного поля (ΔT), исключая области низких широт.*

* Указанное рассмотрение справедливо также для горизонтальных компонент аномального поля. — *Прим. ред.*

Наиболее удобный способ применения этого метода состоит в сравнении наблюдений в двух районах, имеющих разную глубину залегания, но общий тип источника, скажем, находящихся по разные стороны от глубинного разлома. Отношение спектров этих двух рядов наблюдений равно $e^{-h\sqrt{p^2+q^2}}$, что дает различие в глубине h . Отметим, что более глубоко залегающий кристаллический фундамент всегда дает спектр с более низкой амплитудой. Теоретически для нахождения спектра нужно знать ΔZ над всей бесконечной плоскостью, поэтому рассматриваемый метод наиболее удобен, когда в нашем распоряжении имеются данные по большой территории. Сейчас, когда аэромагнитная служба довольно широко развита, это условие часто выполняется.

Другой критерий, который должен выполняться, состоит в том, что данные не должны содержать посторонних добавок. При анализе непрерывно записанного профиля это условие может быть обеспечено подходящей фильтрацией. Трудности возникают, когда необходимо выполнить анализ вкрест профилей.

Если вместо точечных зарядов на нижней поверхности рассматриваются малые заряженные области конечной площади, то импульсная характеристика должна быть определена с помощью весовых множителей, получаемых путем преобразования Фурье от прямоугольного сигнала [437].

Следует отметить, что этот метод не зависит от того, какие реальные источники расположены под нижней плоскостью. Если наблюдаемое поле создается некоторым конкретным распределением полюсов (зарядов) непосредственно под нижней плоскостью, то поле над ней оказывается в точности тем же независимо от расположения реальных источников.

Редукция к полюсу. Существуют две причины, по которым карту гравитационных аномалий интерпретировать легче, чем карту магнитных аномалий: во-первых, плотность — это скаляр, во-вторых, гравитационные аномалии по существу являются вертикальной компонентой поля, связанного с исследуемым телом. Исследование полной интенсивности у одного из магнитных полюсов над индукционно намагниченными телами позволяет обойти трудности интерпретации магнитных аномалий.

Для преодоления указанных трудностей был разработан специальный метод. Фактически с его помощью рассчитываются аномалии, которые получились бы над теми же намагниченными телами, если бы они были расположены в магнитном полюсе. Баранов [40], предложивший впервые этот метод, назвал его *методом псевдо-*

гравитационных аномалий. Предположим, что тела, создающие аномалии, имеют однородную намагниченность \mathbf{M} , направленную вдоль единичного вектора $\hat{\mathbf{M}}$. Мы рассмотрим лишь случай, когда $\hat{\mathbf{M}}$ направлен вдоль основного поля. Гравитационный потенциал, создаваемый телом плотности ρ в точке на расстоянии r от элемента объема dv , равен

$$V = - \int (G\rho/r) dv,$$

где G — гравитационная постоянная. Предположим теперь, что все тела имеют плотность

$$\rho = (\mu_0/4\pi) |\mathbf{M}|/G,$$

т. е. немагнитные тела имеют нулевую плотность. Тогда гравитационные аномалии, которые мы наблюдали бы над этими телами, можно было бы вычислить как из ΔZ , так и из ΔT , и их интерпретация не страдала бы от неудобств, отмеченных выше.

Пусть s — расстояние в направлении намагниченности, а W и U — скалярные потенциалы от \mathbf{H} и \mathbf{B} соответственно. Тогда, используя (48) и (49), можно записать:

$$\begin{aligned} \partial V/\partial s &= \hat{\mathbf{M}} \cdot \nabla V = -\hat{\mathbf{M}} \cdot \nabla \int (G\rho/r) dv = \\ &= -\hat{\mathbf{M}} \cdot \nabla \int (\mu_0 |\mathbf{M}|/4\pi r) dv = \\ &= -(\mu_0/4\pi) \int \mathbf{M} \cdot \nabla(1/r) dv = \\ &= \mu_0 W = U. \end{aligned} \quad (243)$$

Как ΔZ , так и ΔT просто связаны с потенциалом V псевдогравитационного поля. Рассмотрим сначала ΔZ :

$$\Delta Z = -\partial U/\partial z = -\partial^2 V/\partial z \partial s = \partial g/\partial s, \quad (244)$$

где g — вертикальная компонента псевдогравиметрической аномалии. Тем самым g может быть найдено в точке P на поверхности интегрированием ΔZ вдоль пути, направленного параллельно или антипараллельно \mathbf{M} от точки P до бесконечности.

Путь интегрирования не должен включать намагниченный материал. ΔZ известно не всюду вдоль пути интегрирования, но может быть выражено при помощи формулы, подобной (242), посредством поверхностного интеграла. Баранов вывел формулу

$$g(P) = (1/2\pi) \iint K(P, S) \Delta Z(S) dS.$$

Здесь $K(P, S)$ — ядро, равное

$$K(P, S) = (1/R) \sin I (1 + \cos I \cos \omega),^1$$

где S — положение элемента плоскости dS , R — расстояние PS , ω — азимут S по отношению к P .

Аналогичным образом получается выражение для g через ΔT , различие лишь в том, что вместо (244) мы имеем

$$\Delta T = -\partial^2 V / \partial s^2, \quad (\partial / \partial z) \Delta T = \partial^2 g / \partial s^2,$$

что дает в результате

$$g(P) = -(1/2\pi) \iint H(P, S) \Delta T(S) dS,$$

где новое ядро выражается так:

$$H(P, S) = (1/R)(\cos 2I + \cos^3 I \cos \omega)(1 + \cos I \cos \omega).^2$$

Карта аномалии $g(P)$ может быть теперь проинтерпретирована как карта гравитационной аномалии, что дает положение и форму намагниченного тела. Ограничения этого метода обсуждались в работах [7], [246, с. 315]. Главным ограничением является требование, чтобы намагниченность всего тела была параллельна основному полю.

РАЗМАГНИЧИВАЮЩИЙ ФАКТОР. Намагниченность тела создает эффективные магнитные заряды (полюсы) плотности $\mathbf{M} \cdot \hat{\mathbf{n}}$ на границе тела, которые уменьшают напряженность магнитного поля внутри тела. Эффект такого размагничивающего поля рассчитан для тел эллипсоидальной формы в разд. 1.3. Строго говоря, лишь эллипсоидальные тела имеют однородную намагниченность, однако при интерпретации магнитных аномалий предположение об однородной намагниченности независимо от формы тела является весьма распространенным. Это не приводит к большим ошибкам, если вершина тела расположена достаточно глубоко, но если профиль рассчитывается непосредственно над однородно намагниченным телом с острым выступом, то появляется сингулярность в рассчитанной аномалии. Причину того, что намагниченность не может оставаться однородной у острия, можно понять, посмотрев на рис. 65. Здесь A и B — две симметричные близкие точки на обеих сторонах поверхности, расположенной перпендикулярно вектору намагниченности, а C и D — точки по разные стороны от поверхности, параллельной вектору намагниченности. Пусть B и H обо-

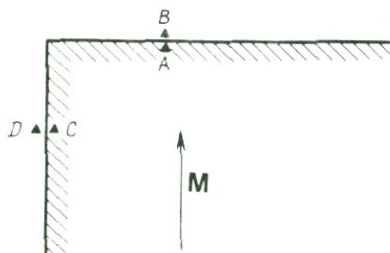


Рис. 65. Если предполагать намагниченность тела однородной, то вблизи его края возникает разрыв в магнитном поле.

значают компоненты **B** и **H**, параллельные **M**. Тогда из (39) следует

$$B(A) = B(B),$$

$$\mu_0[H(A) + M] = \mu_0 H(B),$$

и из (38) —

$$H(C) = H(D).$$

В пределе, когда обе пары точек приближаются к кромке тела,

$$H(D) = H(C) = H(A),$$

$$H(B) = H(A) + M.$$

Таким образом, если компонента **M**, параллельная стороне *DC*, не равна нулю, то на ребре поле **H** будет испытывать разрыв.

Размагничивающий фактор сказывается на уменьшении эффективной намагниченности. Этот эффект редко бывает важен. Например, для индуцированной намагниченности сферы с магнитной восприимчивостью 0,01 учет размагничивающего фактора дает уменьшение намагниченности на 0,3%.

Более важным оказывается эффект анизотропии, которая приносится из-за различия между размагничивающими факторами вдоль и поперек тела, имеющего форму стержня. Это различие приводит к тому, что намагниченность ориентирована ближе к направлению оси стержня, как это описано в разд. 3.1.

Шарма [532] рассчитал эффективный размагничивающий фактор для прямоугольных тел, ограничиваясь умеренными восприимчивостями в предположении об однородной намагниченности.

ПРИМЕРЫ МАГНИТНЫХ АНОМАЛИЙ. Теперь мы кратко рассмотрим некоторые примеры магнитных исследований, которые проводились Австралийским бюро минеральных ресурсов (Канберра).

1) *Река Саваж, Тасмания* [527]. В долине реки Саваж на северо-западе Тасмании имеются небольшие, но богатые залежи магнетита. На рис. 66 показана контурная карта аномалии, полученная

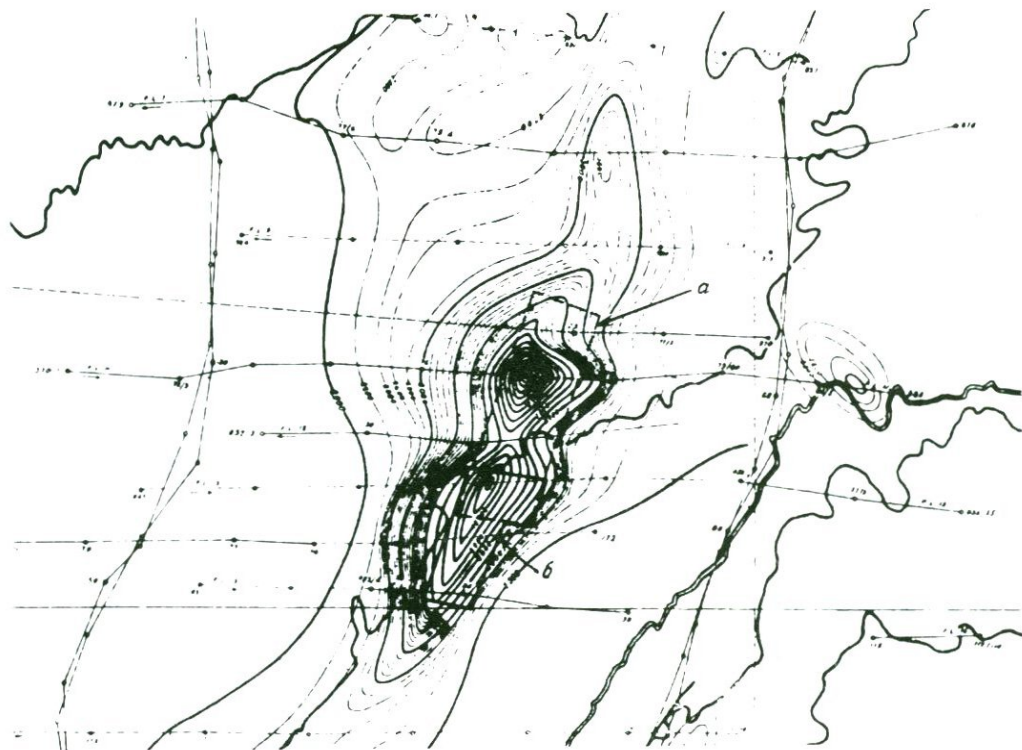
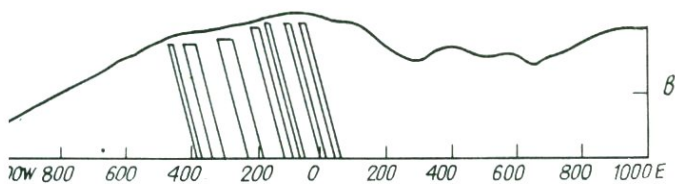
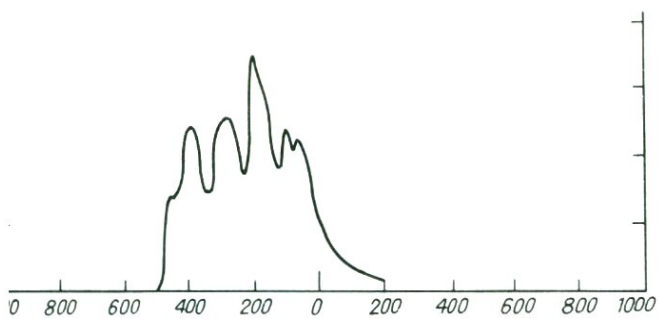
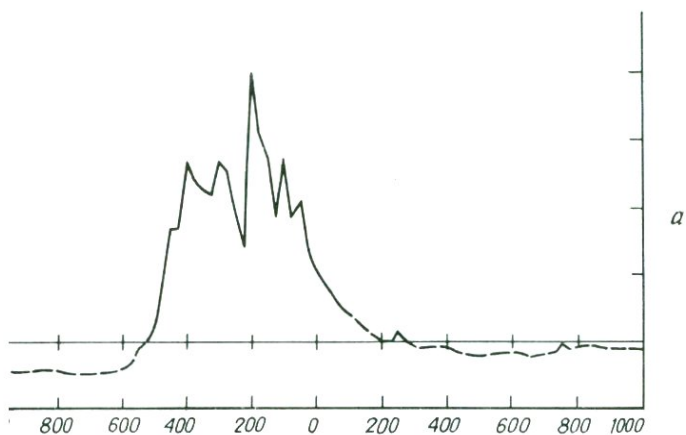


Рис. 66. Аэромагнитная карта области реки Саваж (Тасмания). Линии привязки вблизи восточных и западных концов линий полета ориентированы приблизительно с севера на юг. Взято из работы [527], с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра. Стрелками указаны границы наземной съемки (*a* — нормальная, *b* — детальная).



из наземных геомагнитных измерений, повторяющих съемку рис. 66. а) наблюдаемый профиль интенсивности вертикальной компоненты; б) теоретический профиль, рассчитанный по модели с наилучшим приближением; в) соответствующие модели наилучшего приближения [183].

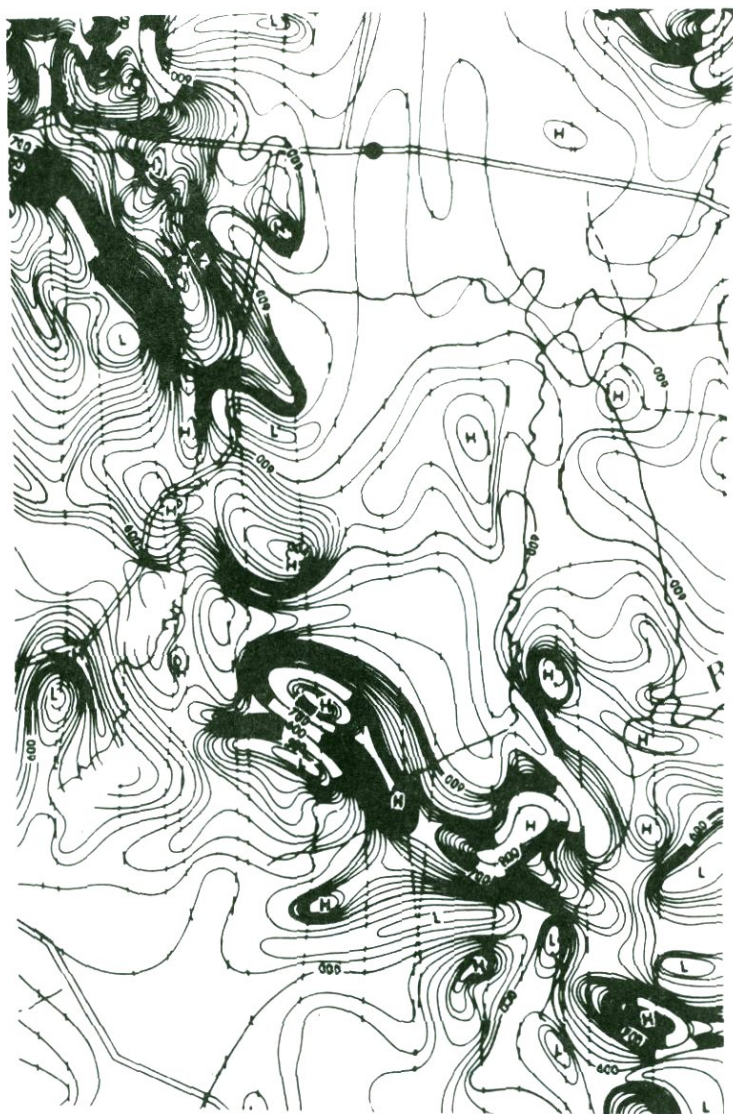


Рис. 68. Аэромагнитная карта части области Инверрелл (Новый Южный Уэльс). Заполненные базальтами долины видны на карте как области больших магнитных аномалий. Взято из работы [218] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра.

аэромагнитной съемкой, а на рис. 67, а показан типичный профиль последующих наземных измерений. Отметим резкие изломы и очень большую интенсивность аномалии. Интерпретация на основе модели двумерных плоских тел показана на рис. 67, в, а соответствующий теоретический профиль — на рис. 67, б [183]. Контур залежи отчетливо обрисовывается магнитными измерениями. Дальнейшие исследования показали, что рудные тела имеют форму круто залегающих линз.

2) *Инверелл, Новый Южный Уэльс* [218]. Около Инверелла расположены оловосодержащие глубокие месторождения свинца. Они находятся в долинах, заполненных позже базальтом. Области залегания базальта могут быть установлены по магнитным аномалиям. Рис. 68 показывает часть аэромагнитной карты района, на которой ясно видны эти области.

3) *Бассейн Гиппсланд, Виктория* [482]. Нефтеносный осадочный бассейн расположен вблизи юго-восточного побережья Виктории. На рис. 69 показана часть аэромагнитной карты этого бассейна. Западная оконечность бассейна видна по резким близкоотстоящим замкнутым аномалиям. Восточнее центра карты расположена линия аномалий, погружающихся глубже по мере продвижения к северу. В результате анализа таких аномалий была построена карта глубин магнитного фундамента, часть которой показана на рис. 70.

4) *Виндарра, Западная Австралия* [573]. Аэромагнитная съемка дала большой экономический эффект при поисках никеля в Западной Австралии. Сульфид никеля часто связан с ультрамафическими интрузивами, которые создают резкие положительные аномалии. На рис. 71 показана часть аэромагнитной карты пласта Лавертон. Резкими аномалиями в центре рисунка выделяется ультрамафический интрузив. Именно в результате исследования района выявленных аномалий были открыты залежи никеля вблизи горы Виндарра [502].

Исследования земной коры. Широкая сеть аэромагнитных измерений, выполненных в ряде стран, оказала большую помощь в построении региональных геологических карт. В этом разделе приведены некоторые примеры интерпретации аэромагнитных карт с целью изучения структуры коры.

Одной из первых крупномасштабных аэромагнитных съемок было построение карты трансконтинентальной полосы, пересекающей с востока на запад центральную часть США [643]. Этот район может быть разделен на две отдельные зоны. На запад от Скалистых гор выделяется немного аномалий, причем наиболее значимой



Рис. 69. Аэромагнитная карта бассейна Гиппсланд (Виктория). Серия прибрежных аномалий в восточной части карты указывает на понижение фундамента к северу. Взято из работы [482] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберры.

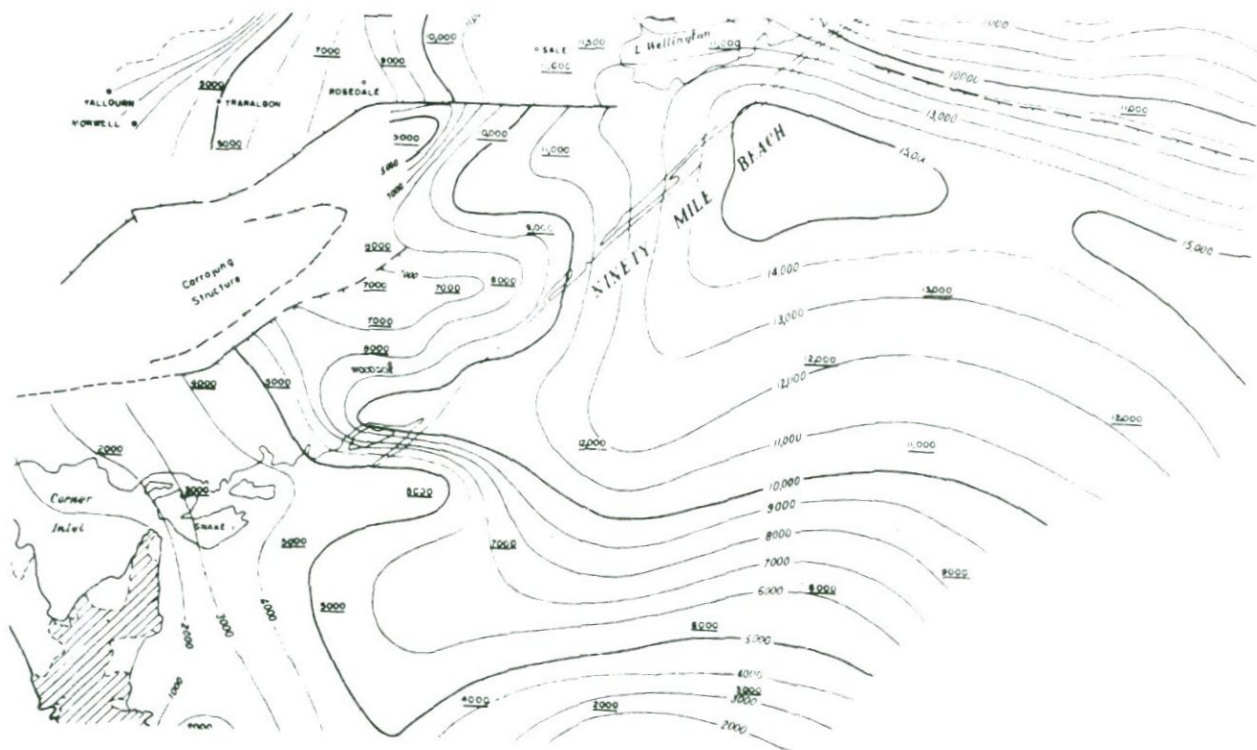


Рис. 70. Глубины магнитного фундамента, полученные в результате интерпретации данных рис. 69. Взято из работы [482] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберры.

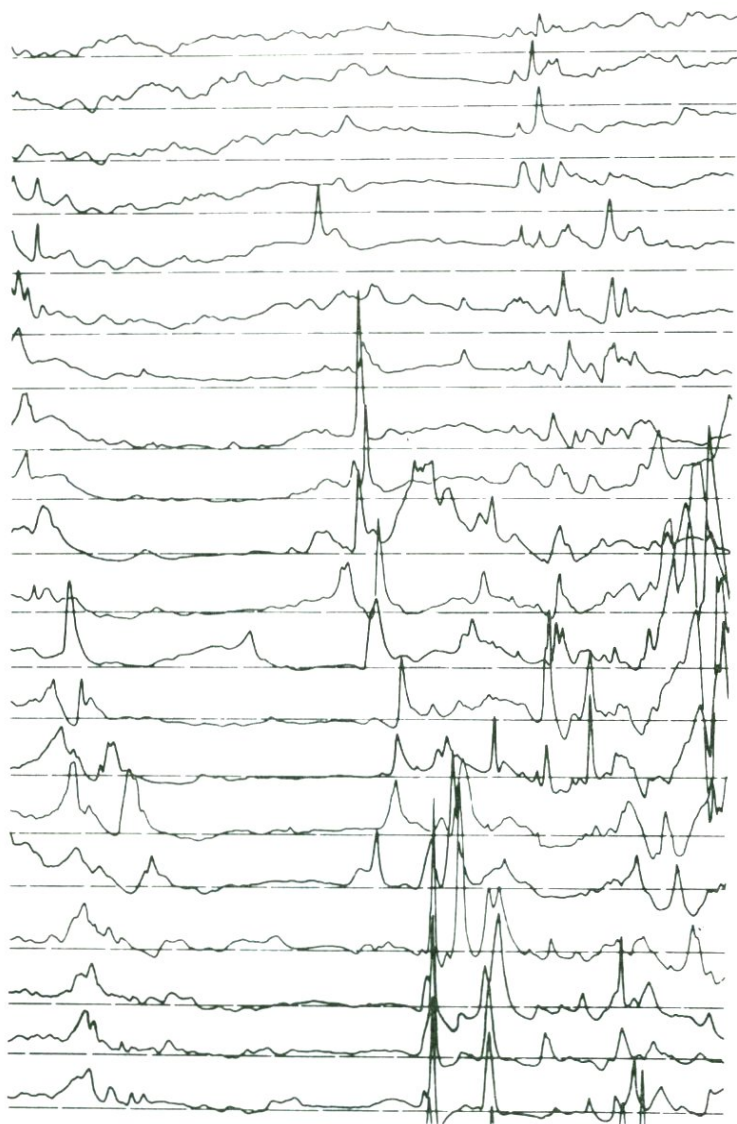


Рис. 71. Последовательные профили аэромагнитной съемки в районе золотоносных полей в Западной Австралии. Профили направлены с востока на запад и отстоят друг от друга на 1,6 км. Резкие аномалии в центре выделяют ультрамафическую интрузию. Наибольшая аномалия с амплитудой 1300 нТл находится очень близко от залежи никеля, недалеко от горы Виндарра. Взято из работы [573] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики, Канберра.

из них является аномалия, связанная со Сьерра-Невадой. На восток от Скалистых гор имеется множество аномалий с амплитудами вплоть до 1000 нТл, которые образуют четкую структуру, пересекающую равнины. Ядра аномалий обычно ориентированы с юга на север. Отсутствие аномалий в западной зоне может быть связано с более интенсивным тепловым потоком и, следовательно, неглубоким расположением изотермы точки Кюри.

Глубинная структура коры была выявлена фильтрацией данных путем скользящего осреднения на интервале длиной 14 км. Сглаженные данные выявили простирающиеся с запада на восток аномалии в Небраске, соответствующие более глубокой структуре, чем те, с которыми связаны неотфильтрованные данные.

«Среднеконтинентальное гравитационное поднятие» — это протяженная узкая зона, которая пролегает от северо-восточного Канзаса, пересекая Айову и поворачивая на север к Миннесоте и Висконсину. Центральная часть содержит положительные гравитационные аномалии величиной порядка 60 миллигалл, окруженные отрицательными аномалиями. Магнитное поле имеет сложную структуру над областью, где предполагается наличие изверженных мафических пород. Эти геофизические результаты в совокупности с результатами бурения указывают на наличие зоны базальтов шириной 60 км и глубиной 6 км.

Отмечена линейная магнитная аномалия с амплитудой порядка 500 нТл, простирающаяся вдоль края восточного континентального шельфа Северной Америки от Ньюфаундленда до Флориды. Авторы [613] считают, что она указывает на наличие островной дуги вулканического происхождения, в данное время неактивной и погребенной под континентальным шельфом.

Хант [282] привел хороший пример использования современных положений главных магнитных аномалий для уточнения тектонической истории континента. Аномальная зона Стокса (Stokes) проходит через Новую Зеландию и плато Кэмпбелла. Она пересечена разломами и разрезается относительным движением австралийской и тихоокеанской платформ.

Авторы работы [72] предложили способ оценки залегания источников магнитных аномалий, основанный на спектральном анализе по методу максимальной энтропии. Они применили этот метод к определению глубины магнитного фундамента в перуанско-чилийской зоне субдукции. Результат, имеющий существенное геофизическое значение, состоит в определении глубины изотермы точки Кюри. За глубину этой изотермы обычно принимают нижнюю кромку намагниченного тела. Мундт [414] на основании ста-

тистического анализа аномалий дал оценку средней глубины изотермы, равную 22 ± 5 км.

В работе [109] сделано аналогичное определение по аэромагнитным картам Аризоны. Новоселова [433] установила, что глубина изотермы точки Кюри в области байкальской рифтовой зоны меньше, чем на Сибирской платформе. Эти результаты могут иметь большое значение при поиске геотермальных источников [80].

Для того, чтобы приписать глубине точки Кюри определенную температуру, нужно знать химический состав магнитных минералов, в частности содержание титана в титаномагнетите.

Обзор по вопросам изучения коры путем интерпретации магнитных аномалий содержится в работе [644].

3.4. АНОМАЛИИ ОКЕАНИЧЕСКОГО ДНА И СПРЕДИНГ

Одной из важнейших проблем, препятствующих созданию магнитных карт Земли, всегда являлась трудность измерения элементов магнитного поля в океанах. Для этой цели было специально создано несколько судов, начиная с «Парамура» Галлея в 1698 г. В 1909 г. была спущена на воду деревянная яхта «Карнеги». Последующие 20 лет она плавала по всем океанам, проводя магнитные и другие геофизические измерения [462]. Эта работа была продолжена в 1959 г. советским судном «Заря». До недавнего времени такие суда были снабжены приборами, пригодными лишь для точечных измерений магнитного поля. Однако с появлением усовершенствованных протонных прецизионных магнитометров геофизики начали получать непрерывные магнитные профили на океанах.

Протонный магнитометр имеет несколько преимуществ перед другими магнитометрами для использования его на море. Его детектор — простой прибор, и он нечувствителен к изменению ориентации. Это позволяет располагать его позади судна, вместо того, чтобы держать на борту. При этом для магнитных измерений может быть использовано обычное стальное судно, если датчик опущен на буксире на достаточное расстояние, чтобы изменения в ориентации судна вызывали изменения не более нескольких нТл в поле на детекторе. Морские аномалии достаточно велики, чтобы такая небольшая погрешность была допустима.

Авиация также играет важную роль в создании карт морских магнитных аномалий. При этом обычно используется протонный магнитометр, либо буксируемый за самолетом, либо находящийся на борту. В последнем случае погрешности, вызываемые влиянием самолета, могут быть определены и учтены. Существуют опреде-

ленные преимущества в измерении всех трех компонент поля [73]. Поправки на вариации во времени редко бывают необходимы.

Точное и детальное картирование, выполненное при помощи протонных магнитометров, строящих непрерывный профиль, позволило выявить совершенно неожиданную картину аномалий. Выяснилось, что картина морских магнитных аномалий сильно отличается от того, что наблюдается на суше. Вместо сложной формы аномалий на суше, которая сильно меняется от района к району, океанические магнитные аномалии имеют систематический характер почти на всех океанах. Параллельные полосы чередующихся знакопеременных аномалий протягиваются на тысячи километров, иногда без всяких разрывов. Когда они прерываются, то вся картина поля смещается горизонтально на несколько сотен километров, хотя и не обязательно перпендикулярно линии разрыва аномалии. На рис. 72 изображена общая картина мировых океанических аномалий по всей Земле и показаны детали этой картины для отдельных регионов.

Океанические аномалии велики. Хотя они измерены на уровне моря, т. е. на расстоянии от 2 до 5 км над морским дном, амплитуды меняются от нескольких сотен до тысячи нТл. Элементом, который измеряется постоянно, является T — абсолютная величина поля. Как объяснялось ранее (разд. 3.3), вариации в величине T характеризуют компоненту аномального поля в направлении среднего поля. Поэтому интерпретация аномалий зависит от широты наблюдения. Принимая это во внимание, картину аномалий можно объяснить с помощью модели, в которой слой намагниченного вещества толщиной порядка 1,5 км расположен на глубине от 3 до 5 км ниже уровня океана. В соответствии с этой моделью параллельные полосы намагниченного вещества шириной в несколько десятков километров простираются по длине на тысячи километров, причем намагниченность различна в соседних полосах. Одна из возможных интерпретаций состоит в том, что чередуются полосы магнитного и немагнитного вещества. В интерпретации Вайна и Метьюза [600] все полосы считаются намагниченными, но соседние полосы намагничены параллельно и антипараллельно существующему полю.

Картина аномалий на самом деле несколько сложнее, чем можно себе представить по приведенному выше описанию. Наряду с чередованием больших и малых значений T со сравнительно большой длиной пространственной волны существуют и коротковолновые магнитные сигналы. Магнитометры, опускаемые в придонные глубины, фиксируют сильные (~ 1 мТл) аномалии с длиной волны по-

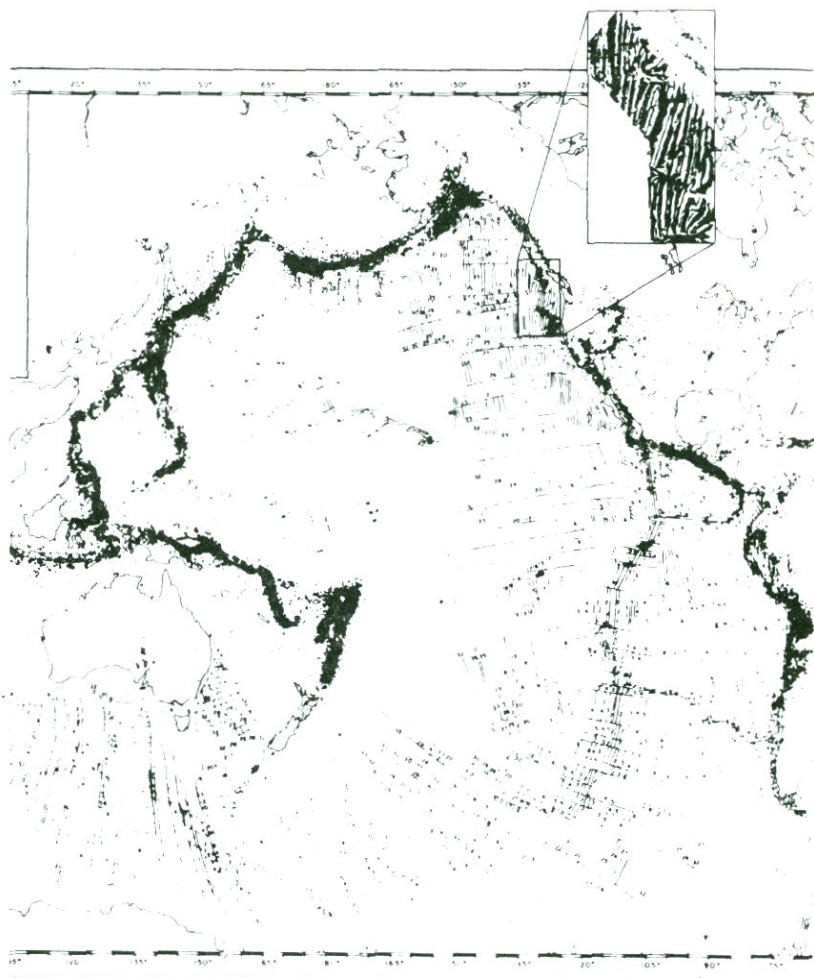


Рис. 72. Мировая карта океанических аномалий (оцифрованные линии) и эпицентров землетрясений (точки). Более детально на картах крупного масштаба показаны аномалии двух областей. Наблюдается простая картина южнее Исландии и более сложная у западного берега Северной Америки, где расположено несколько зон разрыва.

рядка километра. Похоже, что они обусловлены тонкой структурой океанического дна той же природы, что и длинноволновые полосы [581, с. 152], но они также могут быть связаны с влиянием окружающей топографии (рельефом дна — *Ред.*).

Геология океанического дна. Чтобы понять объяснение, которое Вайн и Метьюз предлагают для полосовых аномалий, нам нуж-

хребет, простирающийся от Исландии на юг по всей длине Атлантического океана параллельно береговым линиям Африки и Америки и далее на восток южнее Африки в Индийский океан. Аналогичный хребет проходит от Красного моря через Индийский океан, между Австралией и Антарктидой, южнее Новой Зеландии, затем поворачивает севернее, пересекает восточную часть Тихого океана и заканчивается встречей с Американским континентом в Калифорнийском заливе. Во многих местах эти хребты прерываются разломами. Эпицентры землетрясений, как показано на рис. 72, имеют тенденцию следовать срединно-океаническим хребтам.

Структура океанического дна, выявленная главным образом по сейсмологическим данным, состоит из трех слоев. Первый сложен океанскими осадками. Он тонкий или вообще отсутствует в области хребтов и становится толще по мере удаления в обе стороны от хребта, достигая толщины 1 км. Следующий слой — базальтовый. Там, где этот слой обнажается и был сфотографирован, он состоит из так называемых *пиллоу-лав* — кусков базальта, в большей или меньшей степени напоминающих по форме подушку, размером от десятков сантиметров до метров. Они довольно тонкозернисты по всему объему и очень тонкозернисты вплоть до стекловидной структуры у поверхности. Такая структура типична для изверженных пород, которые попадают в воду в расплавленном состоянии и очень быстро остывают. Под пиллоу-лавами расположены более раскристаллизованные дайки, массивные базальтовые линзы и лавовые потоки небольшой мощности. Сложность картины, выявленной из данных глубоководного бурения, подробно анализируется в обзоре [309]. Второй слой обычно имеет толщину порядка 1,5 км и, как полагают, является источником магнитных аномалий. Третий слой, возможно, состоит из серпентизованных перидотитов, но этот вопрос мы здесь рассматривать не будем.

Все породы океанического дна сравнительно молодые. Из них самые древние — юрские, а большинство третичные, в то время как на континентах докембрийские породы обычны. Наконец, тепловой поток велик в областях океанических хребтов и резко падает при удалении от них. Это приводит к большим отличиям в величине теплового потока для разных областей океана. В то же время среднее значение потока очень близко к данным для континентов. Это обстоятельство неожиданно, так как значительная часть теплового потока, измеряемого на континентах, обусловлена радиоактивными источниками, содержащимися в гранитных и других окисленных породах континентальной коры.

Все эти соображения привели [174, 269] к гипотезе о том, что океаническое дно образуется и разрастается в результате внедрения изверженных пород в центральные части океанических хребтов. Эти породы оттесняются в стороны, когда новые породы извергаются в том же самом месте. Таким образом, дно океана постоянно раздвигается в стороны от океанических хребтов. За 200—300 млн. лет все океаническое дно обновляется, а прежние породы возвращаются в мантию в определенных местах, известных как *зоны субдукции*. Хесс [269] предлагает для скорости раздвижения океанического дна относительно хребтов значение 1 см в год.

Гипотеза Вайна — Метьюза. Описанная выше модель открывает возможность простого объяснения параллельных линейных магнитных аномалий, наблюдаемых над океанами. Вайн и Метьюз [600] предположили, что, после того как расплавы, поднимающиеся из мантии, затвердевают, они приобретают термоостаточную намагниченность (TRM), соответствующую направлению поля в это время. Меняющаяся намагниченность океанической коры — это просто результат чередования нормальной и обратной ее полярности. В первоначальной работе Вайн и Метьюз предполагали, что толстый слой магнитного вещества включает в себя слои 2 и 3, но затем Вайн и Уилсон [601] пришли к выводу, что намагниченность ограничена базальтами слоя 2. Начиная с позднего мела, основное поле много раз меняло полярность с нерегулярными интервалами. Инверсии за последние 4 млн. лет точно датированы. Та часть океанического дна, которая остывала, когда поле имело нормальную полярность, должна быть намагничена параллельно земному магнитному полю, а та часть, которая остывала, когда поле было обращено, должна быть намагничена в противоположном направлении. В этом случае картина линейных магнитных аномалий является естественным следствием спрединга океанического дна. Принимая первоначальную оценку Хесса 1 см в год для скорости спрединга океанического дна, мы должны ожидать, что первые четыре полосы, возникшие за последние 4 млн. лет, должны иметь ширину порядка 10 км.

У этой гипотезы имеется несколько следствий. Во-первых, последовательность широких и узких аномалий должна определяться интервалами между инверсиями, и поэтому они должны быть симметричны относительно середины хребта. Кроме того, последовательность должна быть одна и та же относительно любого хребта. Оба условия, как правило, выполняются [598]. Другое следствие гипотезы Вайна — Метьюза заключается в том, что центральная

аномалия над любым океаническим хребтом должна иметь прямую полярность, так как она соответствует остыванию после последней инверсии в начале эпохи Брюнес. Это приводит к возникновению положительной аномалии в северных широтах и отрицательной в южных.

Картина аномалий, полученная на профилях, перпендикулярных океаническим хребтам в различных частях земного шара, отличается только пространственным масштабом. Зная промежутки времени между последними несколькими инверсиями (т. е. датировку эпох Брюнес, Матуяма, Гаусс и Гильберт), можно идентифицировать соответствующие им аномалии и измерить скорость формирования океанического дна. Вычисленная таким образом скорость меняется от 1 см в год в районе южнее Исландии до 6 см в год на Восточно-Тихоокеанском поднятии.

Если предполагать, что скорость спрединга известна и постоянна, то картину аномалии можно использовать для датировки более ранних инверсий. Подобный метод может быть применен для океанических осадков в предположении о постоянной скорости осадконакопления. Временные шкалы инверсий, полученные этими двумя методами, согласуются довольно хорошо [219]. Таким образом, магнитные аномалии дают хороший метод датировки океанического дна.

Картина аномального поля выглядит довольно четкой настолько, что определенным известным аномалиям даже присвоены номера. Они показаны на рис. 72. Если определенный номер аномалии может быть идентифицирован в любом океане, то это позволяет определить возраст данного участка океанического дна. Тридцать две такие аномалии, начиная с центральной под номером один, занесены в список Хейтцлером и др. [263], а соответствующий им возраст доходит до 78 млн. лет. За аномалией № 32 находится область, в которой корреляции между профилями недостоверны. Еще более древние участки океанического дна мезозойского возраста вновь содержат аномалии, которые удается скоррелировать. Они составляют М-последовательность, описанную ниже.

Аномалии за Восточно-Тихоокеанским поднятием были датированы экстраполяцией от 4 млн. лет до 11,5 млн. лет [600]. Более позднее сравнение скоростей спрединга для различных хребтов [263] показало, что скорости для северной части Тихого океана и юга Атлантического океана согласуются, тогда как по отношению к ним скорость спрединга для южной части Тихого океана меняется.

Существует несколько реперных точек в хронологии океанических аномалий. Например, палеонтологические исследования осад-

ков над базальтами, соответствующими аномалии № 6, дают оценку возраста 13—26 млн. лет, что сравнимо с 21 млн. лет — возрастом по шкале океанических аномалий. Экстраполяция по существующей сейчас скорости спрединга для южной части Тихого океана дает возраст приблизительно 14 млн. лет. Учитывая, что осадки (их слой в этом месте тонок) должны быть моложе расположенных ниже базальтов, естественно предположить более древний возраст базальтов. Современный обзор на эту тему см. в работе [424].

В нескольких местах аномалии прослеживаются от центрального рифта вплоть до 32-й аномалии. В северной Атлантике (вдоль широты 28°) аномалия № 32 обнаруживается на 55° западной долготы менее чем на полпути от центра хребта к Американскому континенту. Далее на запад расположена область, где аномалии, хотя и существуют, но не могут быть четко соотнесены от профиля к профилю. Далее на запад существует область шириной около 4° севернее Багамских островов, где соответствие аномалий восстанавливается. Эти аномалии известны как аномалии Китли. Еще дальше на запад расположена «мертвая зона», где величины аномалий не превышают нескольких десятков нТл. Подобная «мертвая зона» есть и в восточной части Атлантики. Для этих «мертвых зон» предложены различные объяснения. Фогт и др. считают, что «мертвые зоны» — это участки океанского дна, которые сформировались в низких широтах, причем так, что полосы переменной полярности пролегли с севера на юг. А переменная полярность в горизонтально намагниченном теле, у которого линия смены полярности направлена с севера на юг, не может быть обнаружена на уровне моря. Другое возможное объяснение заключается в том, что эта часть океанического дна сформировалась во время спокойного интервала в истории геомагнитного поля, когда не было инверсий, либо метаморфизм или процессы магнетовязких изменений уменьшили величину первоначальной намагниченности. Обзор работ по этой теме можно найти в [48]. В работе Ларсона и Хелсли [345] был дан анализ исследований, посвященных инверсиям, относящимся к аномалиям Китли и их тихоокеанским аналогам. Аномалии, пронумерованные M1—M25 (M указывает на мезозойскую эру), захватывают период от среднего мела до поздней юры (от 112 до 148 млн. лет тому назад). Они позволяют отождествить мертвые зоны по разные стороны от этой последовательности аномалий с большими интервалами прямой полярности в меле и юре.

Магнитные свойства океанических базальтов. Магнитные свойства базальтов слоя 2 океанической коры несколько отличны от

свойств континентальных базальтов; их магнитная восприимчивость ниже, а коэрцитивная сила выше. Причина этого неясна, но, возможно, связана с низкотемпературным окислением [256].

Удобно ввести параметр k_e , называемый *эффективной магнитной восприимчивостью*

$$k_e = k \pm M/T$$

где M — это NRM (естественная остаточная намагниченность), а T — величина поля. Итак, если направление \mathbf{M} параллельно \mathbf{B} , то, умножая k_e на T , получаем общую намагниченность (индуцированную плюс NRM). Среднее значение отношения Кенигсбергера для океанических базальтов имеет величину порядка 50 [582, с. 173] в отличие от величин порядка единицы для континентальных базальтов. Иначе говоря, нормальная магнитная восприимчивость вносит лишь малый вклад в эффективную магнитную восприимчивость и общую намагниченность.

Для объяснения большинства аномалий нужна восприимчивость около 0,01. Однако для объяснения центральной аномалии требуется, чтобы значение восприимчивости было приблизительно вдвое больше. Ниже приводятся два возможных объяснения этого факта. Холл [256] исследовал химический состав магнитных минералов в океанических базальтах. Самые молодые из них — это титано-обогащенные представители магнетито-ульвошпинельной группы с точками Кюри около 120 °С. Однако минералы всех областей океанического дна, кроме самых молодых, окислены до титаномagnetита с точками Кюри около 400 °С. Этот процесс заканчивается за 3 млн. лет вблизи верхней границы слоя 2, но, возможно, на больших глубинах идет еще быстрее. Казалось, это подрывает основы гипотезы Вайна — Метьюза, так как намагниченность океанических пород обусловлена главным образом не TRM, а CRM. Однако исследования Холла показали, что, хотя разброс наклонов и возрастает со степенью окисления, изменения среднего наклона остаются очень малыми.

Процессами окисления в какой-то степени можно объяснить большую эффективную восприимчивость центральной аномалии, так как окисление связано с уменьшением эффективной восприимчивости.

Глубоководное бурение в слое 2. Окончательное доказательство гипотезы Вайна — Метьюза можно было бы получить, взяв непосредственно образцы из слоя 2 в местах наблюдения разных аномалий. В своей первоначальной работе Вайн и Метьюз [600] сообщили

о результате предварительного глубоководного бурения, который оказался противоположным тому, что требовалось для объяснения картины магнитных аномалий. Позже Джонсон и Мерилл [310] проанализировали более чем 500 м керна в базальтовом слое. Они обнаружили слои с прямой и обратной намагниченностью там, где гипотеза Вайна — Метьюза предсказывала лишь прямую намагниченность. Джонсон и Мерилл установили, что число перемен полярности в вертикальном сечении слоя 2 зависит от отношения скорости формирования коры и частоты инверсий в данный период. Если кора формируется быстро, а инверсии редки, то слой 2 может иметь одинаковую полярность на всей своей глубине. Наоборот, если формирование коры идет медленно, или (и) инверсии происходят часто, тогда можно ожидать присутствия слоев с противоположной полярностью. Первоначальная гипотеза Вайна — Метьюза предполагает, что реализуется первый вариант. Картина аномального поля, наблюдаемая на уровне моря, может складываться из влияния слоев разной полярности, если инверсии происходили за время их образования.

Некоторые исследователи считают, что можно достичь лучшего соответствия данным наблюдений, предполагая, что намагниченность полос меняется постепенно, а не скачками. Связанные с этим предположением детали обсуждаются в работе [73].

Одно из объяснений большей эффективной магнитной проницаемости области центральной аномалии заключается в том, что только эта область океанической коры не затронута интрузиями или замещениями более поздними породами противоположной полярности. Хотя, как ни странно, породы обратной намагниченности были обнаружены даже в центральной долине Срединно-Атлантического хребта [5]. Недавнее глубоководное бурение подтвердило сложную тектоническую картину в окрестности океанических хребтов [257], а видимая упорядоченность наблюдаемых аномалий связана со сглаживающим эффектом, вызванным удаленностью поверхности наблюдения.

По амплитудам магнитных аномалий можно сделать вывод о химии океанических базальтов. Аномалии высоких амплитуд имеют тенденцию располагаться над океаническими хребтами около *горячих пятен* (небольших областей аномально высокого теплового потока, часто связанного с вулканизмом) или вблизи зон разломов. Они соответствуют базальтам, обогащенным железом и титаном. Этот вопрос обсуждается Фогтом [602].

Тектоника литосферных плит. Если считать, что площадь поверхности Земли остается постоянной, то нужно предположить,

что должно происходить погружение коры, чтобы компенсировать процесс спрединга. Существование зон спрединга — это одна из составных частей общей концепции тектоники плит, которая начиная с середины 60-х годов оказывает большое влияние на весь комплекс наук о Земле. Коротко, теория тектоники плит заключается в следующем. Кора разделена на небольшое количество блоков (плит), каждая плита охватывает большую площадь коры. Во внутренних областях плиты сейсмическая активность низка. В граничных областях плит сейсмичность резко повышается. Это хорошо видно по распределению эпицентров землетрясений на рис. 72. Границы плит могут быть трех типов: 1) *зоны спрединга*, в которых формируется новая кора и от которых происходит движение в обе стороны (не обязательно перпендикулярно линии спрединга); 2) *трансформные разломы*, вдоль которых плиты скользят друг относительно друга; 3) *зоны субдукции*, где одна из плит, погружаясь, уходит под другую. Землетрясения происходят вдоль границ любого типа, однако глубокие — только в зонах субдукции. Место, где встречаются границы зон, называют *тройным сочленением* из-за того, что в этой точке касаются три плиты. Границы плит расходятся от узловой точки в трех направлениях (два из которых могут лежать на одной прямой). Границы могут быть любого из вышеперечисленных типов, что дает 10 разных возможностей. Учитывая еще и различные варианты относительных движений, Маккензи и Морган [400] насчитали 16 типов тройных сочленений.

Из сферической тригонометрии известно, что произвольное движение твердого участка сферической поверхности может быть описано как вращение вокруг некоторого мгновенного *полюса вращения*. Положение полюса определяется направлением мгновенных скоростей любых двух точек твердого участка. Если провести две большие окружности на сфере перпендикулярно мгновенным скоростям двух точек, то их точка пересечения определяет положение мгновенного полюса вращения. Мгновенное движение любой другой точки этого же участка, естественно, может быть описано как движение вокруг той же мгновенной оси, с той же угловой скоростью. В этом заключается теорема Эйлера. При этом предполагается, что мы можем найти на сфере неподвижную точку. На Земле это невозможно, так что мы всегда имеем дело с движением одной плиты относительно другой. Когда мы говорим о полюсе вращения зоны спрединга, то имеем в виду полюс вращения для относительного движения плит, разделенных зоной спрединга.

Срединг связан с образованием срединно-океанических хребтов с центральной рифтовой долиной, в которой происходит экструзия

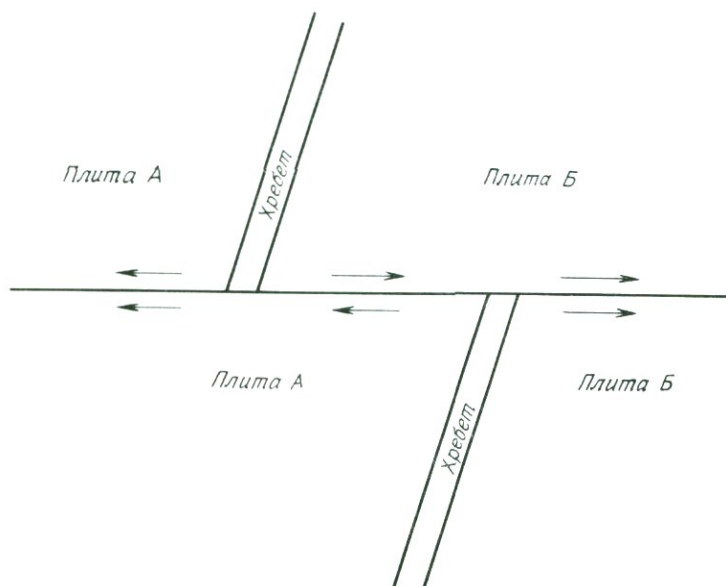


Рис. 73. Часть зоны разрыва, показан трансформный разлом между концами хребтов спрединга.

корового вещества. Этот процесс можно наблюдать на суше в Исландии, которая в сущности является необычно высокой частью Срединно-Атлантического хребта. Рифтовая долина Восточной Африки, возможно, той же природы, хотя любой спрединг там должен быть очень медленным. Трансформные разломы обычно пересекают срединно-океанические хребты, где они формируют часть разломных зон, вдоль которых смещаются друг относительно друга срединно-океанические хребты и связанные с ними картины аномального поля.

Зоны разломов — это узкие длинные зоны подводных гор и впадин. Типичная зона разлома меньше 100 км по ширине и простирается на несколько тысяч километров в длину. Уилсон [629] предложил объяснение природы этих явлений. Когда зона спрединга претерпевает поперечное смещение, то движение происходит так, как показано на рис. 73. Между краями смещенных хребтов две плиты движутся навстречу друг другу. Это и есть трансформный разлом. По обе стороны от осей спрединга находятся участки, которые теперь расположены на одной плите, но когда-то были на границе подвижного разлома, поэтому шрамы, оставленные относительно движения плит, могут распространяться далеко от современ-

ных зон трансформных разломов. Землетрясения возникают вдоль линии трансформного разлома между концами осей спрединга, а не вдоль других участков этой линии, ибо там теперь нет относительного движения. Построение плоскости разлома (которая определяет направление относительного движения по знаку проходящих сейсмических волн) показывает, что относительное движение вдоль подвижных разломов такое, как предсказывает механизм Уилсона.

Зоны субдукции наиболее отчетливо проявляются вокруг Тихого океана и связываются с кольцевой тихоокеанской зоной вулканизма и высокой сейсмичности, которую иногда называют «огненным кольцом». Зоны субдукции труднее идентифицировать, чем зоны спрединга или трансформные разломы и в отношении их существования меньше единодушия. Главный наблюдаемый факт получен из рассмотрения фокусов землетрясений, которые, как выяснилось, лежат в плоскости, уходящей в глубину под углом, меняющимся от 25 до 70°. Эту плоскость рассматривают как плоскость соприкосновения плит.

Возникла научная школа, представители которой считают, что существуют лишь два первых типа границ плит, и принимают как следствие, что площадь земной поверхности постоянно растет. Аргументы в пользу этой точки зрения собраны в работе [116].

История океанического дна. Важной геометрической точкой, связанной с трансформными разломами, является полюс вращения, определяемый относительным движением плит. Таким образом, по одному трансформному разлому можно построить большую окружность, перпендикулярную простиранию разлома. Полюс вращения, соответствующий относительному движению двух плит, может находиться в любой точке этой большой окружности. Если аналогично построить большую окружность для другого трансформного разлома этих же плит, то пересечение окружностей укажет положение полюса вращения. Практически строится много таких больших окружностей и выбирается точка, ближайшая к их пересечению, она и принимается за полюс вращения. Часто неопределенность бывает велика, так как эти окружности обычно пересекаются под малым углом друг к другу.

Атлантический океан. Картина аномалий в Атлантическом океане сравнительно проста. Линейные аномалии прослеживаются от срединного хребта до аномалии № 32 на протяжении около половины расстояния до берегов Америки и Африки. Хребет испытывает смещения в нескольких узких зонах разломов. Можно разделить Атлантику на три региона. Спрединг в южной Атлантике (т. е. относительное движение Африки и Южной Америки) можно предста-

вить как вращение вокруг полюса вблизи о. Баффина Земля со скоростью порядка $0,36^\circ$ /(млн. лет). Это приводит к максимальной скорости спрединга (для каждой стороны хребта) на угловом расстоянии в 90° от полюса 2 см/год и к меньшей (пропорционально синусу углового расстояния до полюса) скорости для более близких к полюсу точек разлома. Северная Атлантика южнее Азорских островов обнаруживает похожее относительное вращение, но с полюсом, расположенным еще несколько южнее [263]. Наиболее крупные зоны разломов находятся вблизи экватора. Атлантика севернее Азорских островов движется иначе, и, по-видимому, ее движение тесно связано с движениями в Северном Ледовитом океане. Полюс вращения расположен вблизи Таймыра. Срединно-Атлантический хребет может быть прослежен на север через Исландию. Вблизи Шпицбергена он претерпевает значительное смещение вдоль разлома де Геера, а потом продолжается через Северный Ледовитый океан, оставляя позади свой полюс вращения. Когда зона спрединга продолжается за свой полюс вращения, то спрединг с одной стороны полюса сменяется зоной сжатия с другой. Верхоянский хребет, возможно, является продолжением Срединно-Атлантического хребта по другую сторону от полюса вращения [629]. Подобная ситуация, хотя и в меньшем масштабе, наблюдается при вращении Иберии. Спрединг в Бискайском заливе переходит в сжатие в Пиренеях.

Тихий океан. Структура Тихого океана сложнее, чем Атлантического. Срединно-океанический хребет не расположен в центре, а смещен на юг и к восточной границе океана. Он известен как Тихоокеанско-Антарктическое поднятие и Восточно-Тихоокеанское поднятие. Северо-Американская плита,двигающаяся на запад, включает в себя приподнятую часть Восточно-Тихоокеанского поднятия, так что последняя соединяется с континентом в южном конце Калифорнийского залива. Система разломов Сан-Андреас — это одна из многих разломных зон, которые приводят к поперечным сдвигам в Восточно-Тихоокеанском поднятии. Продолжения поднятия проявляются как короткие хребты Горда и Хуан-де-Фука у побережья штата Вашингтон и Британской Колумбии. Неактивная часть зоны разломов может быть прослежена через океан вплоть до Гавайских островов. Западная часть Тихого океана старше (средний мезозой) и дает слабую или слабо выраженную картину аномалий.

Спрединг относительно Восточно-Тихоокеанского поднятия имеет полюс вращения около Лабрадора, а полюс для южной части расположен еще дальше на север. Однако современные скорости и

направления спрединга существуют не столь давно. В южной части Тихого океана современная скорость (до 6 см/год южнее о. Пасхи) преобладала лишь последние 4 млн. лет. Раньше скорость спрединга была меньше. Положение полюса вращения в северной части Тихого океана изменилось около 10 млн. лет назад. До этого полюс находился на севере Сибири вблизи современного полюса Арктического хребта.

Интересное явление было открыто в северной части Тихого океана южнее Алеутских островов. Магнитные аномалии, имеющие номера от 25 до 31, изгибаются почти на прямой угол от направления простирания, типичного для северной части Тихого океана (северо-северо-западного), до восточного направления. Это явление известно как *Большой магнитный изгиб*. Оно было объяснено Вайном и Хессом [599] как следствие тройного сочленения, в котором соединились три хребта спрединга, простиравшиеся на запад, северо-восток и юго-восток. Последний сохранился как хребет Хуан-де-Фука, а два других поглощены зоной субдукции вдоль края Северо-Американской плиты. Тем не менее несколько более древних аномалий, сформированных около 60—70 млн. лет назад вдоль простирающегося на запад хребта, сохранились в виде аномалий с западным простиранием на западном конце Большого магнитного изгиба.

Индийский океан. Картина магнитных аномалий в Индийском океане также весьма сложна. Океан занимает части трех плит, тройное сочленение которых имеет координаты 27° ю.ш. и 64° в.д. Один из хребтов тянется на юго-запад и переходит в Срединно-Атлантический хребет, но вдоль него не наблюдается никаких магнитных аномалий. Два других хребта выглядят на карте как непрерывный хребет, начинающийся около Аравийского полуострова и кончающийся южнее Австралии, но часть этого хребта на северо-запад от тройного сочленения (хребет Карлсберга) имела иную историю, нежели юго-восточная часть хребта. Картина аномалий вдоль хребта Карлсберга неясна, хотя молодые аномалии могут быть идентифицированы вблизи тройного сочленения. Более древние аномалии (23—30) могут быть идентифицированы на Индийской и Африканской плитах. Их простирание существенно отличается от простирания более молодых аномалий, а аномалии с номерами от 5 до 23 вообще не обнаружены. Здесь видны два далеко отстоящих друг от друга во времени эпизода спрединга относительно различных хребтов с неактивным периодом между эпизодами от 10 до 50 млн. лет. Хребет, идущий на юго-восток от тройного сочленения, был областью непрерывного спрединга по крайней мере со

времени возникновения 18-й аномалии. Это близко ко времени образования континентального склона южного берега Австралии, и подтверждает предположение, что Австралия и Антарктида разделились в раннем эоцене (около 46 млн. лет назад). Такое предположение согласуется с движением полюса для Австралии в предположении, что широта Антарктиды при этом не менялась.

Красное море можно рассматривать как зарождающийся океан. Оно содержит срединный хребет с центральной рифтовой зоной и параллельными магнитными аномалиями. Картина аномалий дает максимальный возраст морского дна, примыкающего к Африке и Аравийскому п-ву, соответствующий эпохе Гаусс (порядка 2,5—3 млн. лет). Срединный хребет не является прямым продолжением хребта Карлсберга.

Намагниченность подводных гор. Подводные горы представляют собой вулканы. Некоторые из них возвышались над уровнем моря, когда он был ниже, чем сейчас. С помощью детальных исследований над подводными горами выявляются магнитные аномалии, интерпретация которых позволяет определить направление намагниченности, если достаточно точно известна форма горы по данным батиметрии. При условии что возраст горы также известен, такие определения эквивалентны палеомагнитным данным типа обсуждавшихся в разд. 3.2, в частности, они позволяют определить положение виртуального полюса.

Наиболее трудная часть этой процедуры — определение возраста горы. Это может быть сделано на основе радиометрического либо палеонтологического исследования образцов. Некоторые подводные горы «привязаны» к известным магнитным аномалиям, что позволяет определить их возраст. Одно из предположений, лежащее в основе этого метода, состоит в том, что подводная гора целиком формируется в промежутке между инверсиями главного поля. Другое заключается в том, что можно пренебречь индуцированной намагниченностью. Метод подробно описан в работе [582].

3.5. ТЕКТОНОМАГНЕТИЗМ

Название *тектономагнетизм* было предложено Нагатой [419] для обозначения исследований изменений геомагнитного поля, связанных с тектоническими процессами внутри Земли. Идея, что на магнитное поле могут влиять внутренние механические напряжения, была впервые выдвинута Е. Уилсоном [628], но с экспериментальной проверкой этой идеи пришлось подождать, пока развитие техники измерений не позволило избавиться от инструментального

дрейфа и неопределенности калибровки. Большинство ранних работ было выполнено в Японии и основано на изменениях данных наблюдений в пределах небольших регионов. Обычно тектономагнитный эффект очень мал, часто порядка 1 нТл, и выделить такой сигнал на фоне шума, проводя измерение в небольшом регионе, почти невозможно.

Как отмечалось в разд. 1.2, хотя магнитное поле подвержено резким изменениям как во времени, так и в пространстве, пространственное поведение временных вариаций плавное и длинноволновое. Причина этого в том, что резкие пространственные изменения связаны с локальным полем, которое не меняется во времени, а временные изменения идут либо от ядра, либо от глобальных токовых образований в ионосфере или магнитосфере. Исключения из этого правила могут возникать по двум причинам. Во-первых, часть вариаций возникает из-за вторичных (индукционных. — *Ред.*) полей, источник которых находится не в ионосфере или магнитосфере, а в коре и в верхней мантии. Там, где проводимость коры меняется на коротком расстоянии, происходят соответствующие изменения в вариациях. Во-вторых, могут происходить изменения локального поля из-за изменения физических параметров коры, влияющих на намагниченность. Тектономагнетизм исследует вторую возможность.

Среди параметров, которые могут влиять на намагниченность горных пород, самыми важными являются температура и давление. Хотя в некоторых из ранних японских работ вариации связывались с изменениями температуры, наблюдаемые характерные времена вариаций приводят к заключению, что пьезомагнитный эффект — это более вероятный источник вариаций локального поля. Если магнитное поле действительно может «отслеживать» изменения во внутренних напряжениях в коре, то открывается возможность использования магнитных измерений для прогноза землетрясений. Эта возможность служит основным стимулом для современных работ по тектономагнетизму.

Обычно вековые вариации имеют глобальную морфологию, так что связанные с ними изменения в точках, разнесенных на несколько десятков километров, как правило, пренебрежимо малы. Тектономагнитные наблюдения заключаются в измерениях разности магнитных показаний в точках, удаленных на небольшое расстояние (порядка 10 км), с точностью, лучшей, чем 1 нТл, и прослеживании за изменением этой разности во времени. Такие изменения могут быть названы *аномалиями вековых вариаций*. Их можно наблюдать только приборами, не подверженными дрейфу. Обычно используют протонный магнитометр, хотя есть примеры применения

магнитометра, основанного на эффекте Зеемана [611]. Комплекс из двух магнитометров называется *градиентометром*. Чтобы избежать неопределенности в нейтрализующих полях, измеряется полный вектор T . Джонстон и Стейси [315] использовали два датчика, удаленные друг от друга приблизительно на 8 км, причем сигнал от одного передавался на другой так, что они оба были связаны с одним колебательным контуром. Это позволяло избежать ошибки, связанной с дрейфом нуля прибора (практически единственным источником ошибок в протонном магнитометре). Очень слабый тектономагнитный сигнал должен быть зафиксирован при наличии значительного шума. В работе [317] приведен перечень возможных источников шума. Значительно большие по сравнению с тектономагнитным сигналом вариации с периодами от минут до нескольких лет присутствуют в обеих точках измерений. Хотя эти вариации и очень близки в двух точках, возникает шум. Обычно его величина имеет порядок 1,5 нТл. Несколько причин могут увеличить этот шум. Различие в проводимости пород вблизи точек наблюдения приводит к различному поведению во времени вариаций в этих двух точках, даже если первичное магнитосферное поле одинаково. Часть локального поля связана с индукционной намагниченностью, и любое изменение во внешнем поле приводит к изменению в этой части локального поля. Похоже, однако, что оно существенно, лишь когда локальное поле аномально велико или во время сильной магнитной бури. В первом случае тектономагнитный эффект также должен быть велик, а во втором — редкие промежутки сильных магнитных бурь могут быть исключены из наблюдений. Так как наблюдаемым элементом является T , то различие в направлении поля в разных точках приведет к погрешности, если не произвести соответствующую коррекцию (эффект Элемана — см. разд. 2.2). Если расстояние между точками измерений велико, то градиент вековых вариаций может оказаться существенным, и его нужно принимать во внимание.

В работе [317] сделан вывод, что для обнаружения сигнала он должен превышать 3 нТл во временном диапазоне порядка одного дня и 0,5 нТл для характерных времен порядка недели. Недавно в работах [464, 611, 167, 558] предложены улучшенные методы анализа данных.

Теория пьезомагнитного эффекта. Магнитострикция — это явление изменения размеров кристалла при намагничивании. Например, кристалл магнетита расширяется в направлении намагничивания и сжимается в двух других направлениях, причем изменение объема очень мало.

Пьезомагнитный эффект, наоборот, — это изменение намагниченности, происходящее из-за воздействия негидростатических напряжений. Мы здесь пренебрегаем малым эффектом гидростатических напряжений, хотя он также может представлять интерес [117, 434, 266]. Обычно рассматривают одно осевое напряжение, т. е. давление по направлениям X и $-X$, вызывающее сжатие вдоль оси X и расширение в направлениях Y и Z . Если такое напряжение равно $\frac{3}{2}\sigma$, то оно эквивалентно гидростатическому напряжению, равному $\frac{1}{2}\sigma$ по всем направлениям, плюс давление σ вдоль оси X и растяжение, равное $\frac{1}{2}\sigma$, по осям Y и Z .

Изменение намагниченности может происходить как из-за перемещения доменных границ, так и вследствие вращения вектора намагниченности внутри домена.

Выяснилось, что пьезомагнитный эффект обратим, следовательно, он обусловлен главным образом вращением вектора спонтанной намагниченности, и лишь в небольшой степени движением доменных границ. Высокие напряжения в присутствии большого поля приводят к росту намагниченности до уровня необратимости, известного как пьезоостаточная намагниченность (PRM). Это мягкая намагниченность и она редко бывает важна в геофизических приложениях.

Теория пьезомагнетизма была развита Стейси и Джонстоном [553]. Ниже приводится сокращенное изложение их подхода (см. также [552, с. 146]).

Рассмотрим вначале влияние на магнитную восприимчивость. Мы интересуемся намагниченностью, которая возникает из-за изменения направления спонтанной намагниченности, поэтому мы будем считать, что внешнее поле приложено перпендикулярно оси легкого намагничивания.

Если поле не очень велико (порядка величины геомагнитного поля), то направление намагниченности в домене меняется на малый угол θ . Эффект магнитострикции должен изменять форму кристалла так, что объем остается постоянным. Если кристалл свободно может менять форму, то этот процесс не связан с затратой энергии, но если сжимающее напряжение приложено в направлении намагничивания, то, как обычно, плотность энергии пропорциональна произведению напряжения на величину упругой деформации. Это и есть дополнительная энергия

$$E_0 = \sigma\lambda,$$

где λ — это магнитострикционная деформация в направлении на-

пряжения. При малых θ деформацию λ можно записать в виде

$$\lambda = \lambda_0 + \frac{1}{2}\lambda_1\theta^2$$

после усреднения по всем направлениям, ортогональным \mathbf{M}_S (направлению спонтанной намагниченности).

Так как внешнее поле \mathbf{H}_0 смещает направление \mathbf{M}_S от оси легкого намагничивания, то нужно учесть энергию магнитной анизотропии, которая может быть выражена как

$$E_k = C_0 + \frac{1}{2}C_1\theta^2,$$

где C_0 и C_1 зависят от K_1 и K_2 — коэффициентов магнитной анизотропии (см. раздел 3.1). Наконец, есть магнитостатическая энергия, связанная с компонентой намагниченности, параллельной \mathbf{H}_0 (т. е. $M_S \sin \theta$),

$$E_H = -\mu_0 H M_S \theta,$$

где \mathbf{H} — поле внутри кристалла. В отдельном зерне \mathbf{H} может не быть параллельно \mathbf{H}_0 , но его можно считать параллельным после усреднения по случайному ансамблю зерен. Направление намагниченности будет таким, чтобы полная энергия была минимальна. Сложив все энергии и приравняв нулю производную по θ , получаем

$$\theta = \frac{\mu_0 H M_S}{\sigma \lambda_1 + C_1},$$

что приводит к выражению для внутренней восприимчивости

$$k = M_S \theta / H = \frac{\mu_0 M_S^2}{\sigma \lambda_1 + C_1}. \quad (246)$$

Но наблюдаемая восприимчивость отличается от этого выражения из-за размагничивающего фактора N , который зависит от формы зерна:

$$k' = \frac{k}{1 + Nk} = \frac{\mu_0 M_S^2}{\sigma \lambda_1 + C_1 + N \mu_0 M_S^2}. \quad (248)$$

Величина k' может быть записана в виде

$$k' = k_0 (1 + \beta \sigma)^{-1}, \quad (249)$$

где

$$k_0 = \mu_0 M_S^2 (C_1 + N \mu_0 M_S^2)^{-1}$$

и

$$\beta = \lambda_1 (C_1 + N \mu_0 M_S^2)^{-1}. \quad (250)$$

Эта формула выражает изменение магнитной восприимчивости для зерна с направлением спонтанной намагниченности, перпендикулярным внешнему полю и напряжению. Если направление спонтанной намагниченности зерна параллельно внешнему полю и напряжению, пьезомагнитный эффект отсутствует, ибо нет причины для изменения направления \mathbf{M}_S . Поэтому суммарный эффект для случайно ориентированного набора зерен дается формулой (248), где β вместо (250) определяется как

$$\beta = \frac{2}{3} \lambda_1 (C_1 + N \mu_0 M_S^2)^{-1}.$$

Уравнение (248) применимо для изменения восприимчивости, когда напряжение приложено параллельно внешнему полю. Та же формула применима в том случае, когда напряжение и поле перпендикулярны, если только мы используем подходящие компоненты негидростатического напряжения, т. е.

$$k' = k_0 (1 - \frac{1}{2} \beta \sigma)^{-1}.$$

Можно теперь скомбинировать эти выражения и получить формулу для восприимчивости при любом угле между полем и однородным напряжением. Так как $\beta \sigma$ обычно меньше, чем 10^{-2} (для напряжений вплоть до 10 мегапаскалей), обычно пишут

$$k'_{\parallel} = k_0 (1 - \beta \sigma), \quad (251)$$

$$k'_{\perp} = k_0 (1 + \frac{1}{2} \beta \sigma). \quad (252)$$

Подобным образом Стейси и Джонстон получили также формулы для влияния напряжения на остаточную намагниченность:

$$M_{\parallel} = M_0 (1 - \beta_R \sigma), \quad (253)$$

$$M_{\perp} = M_0 (1 + \frac{1}{2} \beta_R \sigma). \quad (254)$$

На рис. 74 показаны величины β и β_R для титаномагнетитов различного состава. Отметим резкий рост обоих коэффициентов, когда содержание ульвошпинели становится больше 40%.

Из формул (251)—(254) видно, что изменения поля, связанные с напряжением, пропорциональны величине коровой намагниченности. В то же время величина локального поля существенно зависит как от распределения намагниченных тел, так и от самой намагниченности. В частности, локальное поле над вытянутым однородно намагниченным телом может быть достаточно малым, как показано на рис. 62.

Чтобы проиллюстрировать этот вывод, рассмотрим в качестве примеров два крайних случая. Однородный шар с магнитной вос-

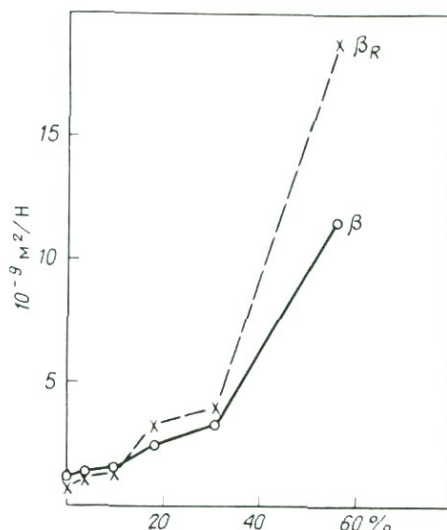


Рис. 74. Пьезомагнитные коэффициенты для восприимчивости (β) и для остаточной намагниченности (β_R). (По нижней шкале указана доля ульвошпинели в составе.) [553].

приимчивостью $k = 0,01$ погружен так, что центр находится на глубине, равной его радиусу. Если поле предполагать однородным с вертикальной компонентой, равной $5 \cdot 10^4$ нТл, то локальное поле в максимуме достигает 320 нТл. В то же время однородная кора толщиной 50 км с той же восприимчивостью дает увеличение локального поля лишь на величину $3 \cdot 10^{-2}$ нТл, что может быть проверено при помощи формулы (74), где в качестве внешнего поля нужно подставить дипольную компоненту главного поля. Ясно, что определить намагниченность глубоко залегающих пород трудно. Большинство исследователей вынуждено довольствоваться измерением намагниченности образцов горных пород на поверхности, чтобы оценить среднюю намагниченность в близлежащих областях. Намагниченность пород, залегающих глубоко в коре, большей частью неизвестна.

Кармайл [117] исследовал влияние глубины на пьезомагнитный эффект, учитывая изменения в температуре и гидростатическом давлении. Он сделал вывод о том, что большая часть наблюдаемого сигнала связана с источниками в верхних 15 км коры.

Вулканоммагнитный эффект. Большинство обсуждаемых примеров тектономагнитного эффекта наблюдалось вблизи вулканических извержений. Если в бесконечном упругом твердом теле возникает замкнутый объем расплавленного вещества меньшей плотности, то жидкость в этом объеме находится под давлением, большим, чем начальное гидростатическое давление. Таким образом,

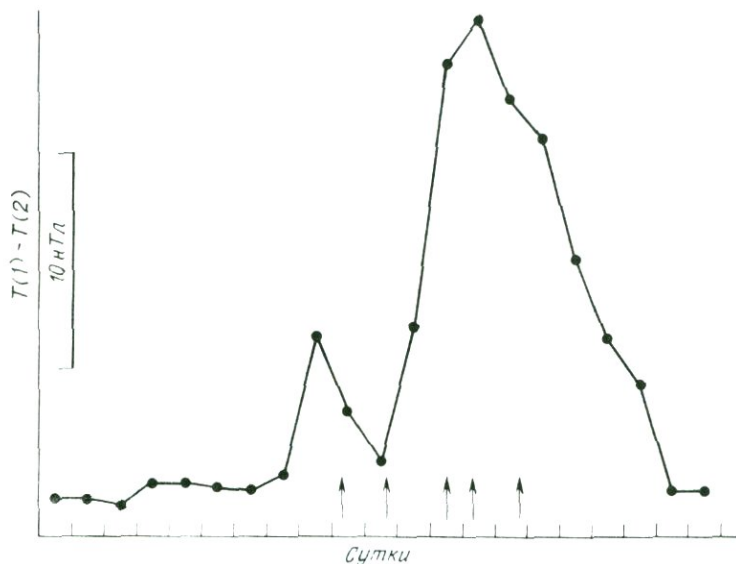


Рис. 75. Усредненная за день разница T на базе в 8 км вблизи вулкана Нгаурухое в Новой Зеландии. Моменты извержений указаны стрелками. Взято из работы [316].

давление магмы на окружающие породы не только гидростатическое. Добавочное напряжение вызывает пьезомагнитный эффект в горных породах, окружающих объем, занятый магмой. Извержение возникает, когда давление магмы превышает некоторое критическое значение, поэтому можно было бы ожидать изменения дополнительных напряжений, а значит, и локального поля непосредственно перед извержением и затем изменения противоположного знака, когда в процессе извержения напряжение уменьшается.

Джонстон и Стейси [315, 316] измерили разность между величинами поля в точках, удаленных на 8 км друг от друга, вблизи горы Руопеху в Новой Зеландии. В отсутствие вулканической активности эта разность имела стандартное значение, равное 1,3 нТл, которое возрастало до 2,5 нТл при слабом росте активности. Каждая из серий извержений в ноябре 1968 г. предварялась или сопровождалась большими изменениями в разности показаний на станциях, составляющими в среднем 15 нТл. На рис. 75 показана зависимость этой разности от времени во время серии извержений. Эти изменения, как видно, обратимы, разность величин поля возвращается к невозмущенному значению за короткое время. Джонстон и Стейси подчеркнули, что изменения и возвращения к прежнему уровню сли-

шком быстры, чтобы их можно было приписать термическим изменениям. Некоторые из изменений поля достигали скорости 5 нТл/ч.

Применение расчетов Стейси с соавторами [554] к описанному эффекту у горы Руопеху дает оценку деформации порядка 10^{-4} . Подобные деформации были зарегистрированы во время извержения на Гавайях при помощи накломера.

Попытка измерить вулканомангнитный эффект вблизи вулкана Килауза на Гавайских островах была не столь успешной. На основе измеренных наклонов Дэвис [164] оценил ожидаемый эффект в 8 нТл. В действительности эффект, который обнаружили Дэвис с соавторами [167], не превысил 2 нТл. Авторы объяснили столь низкую величину неупругостью пород, окружающих магматический очаг.

Сейсмомагнитный эффект. Принято считать, что землетрясения возникают как следствие разломов в горных породах из-за сдвиговых напряжений. При возникновении разлома и последующем движении напряжение уменьшается. Изменение напряжения должно сказываться на величине намагниченности, а значит, и на величине локального поля, если, конечно, у пород есть намагниченность.

Как правило, вулканомангнитный эффект больше по величине и легче обнаруживается, чем сейсмомагнитный. Возможно, это связано с тем, что породы вулканического происхождения имеют большую намагниченность. Но возможность использования сейсмомагнитного эффекта для предсказания землетрясений вызвала значительный интерес к этому вопросу. Подробный обзор соответствующих работ сделан Рикитаки [497].

Ранние работы, включающие сообщения японских ученых об аномальных вековых вариациях, относились к областям повышенной сейсмичности. Эти работы основывались большей частью на повторной съемке, а не на одновременных измерениях в разных пунктах и содержали много противоречий в экспериментальных данных [494].

Стейси [547] развил теорию сейсмомагнитного эффекта и показал, что изменения в напряжении, характерные для землетрясений, достаточны для того, чтобы вызвать заметные для приборов изменения локального поля, если намагниченность горных пород коры не ниже $1 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. В более поздней работе Стейси [548] вычислил аномалию вековых вариаций вблизи разлома, длина которого вдвое превышает глубину. Эти расчеты основаны на предположении о пьезомагнитном эффекте. Другие возможные эффекты, такие, как

электрокинетический эффект, связанный с расширением, рассмотрены в работах [214, 411].

В 1976 г. Нагата представил детальное исследование землетрясения в Ниигате 1964 г. [421]. Он обнаружил изменение в 20 нТл перед землетрясением и последующее возвращение поля к нормальному значению после землетрясения. Согласно теории Стейси [548], напряжение, которое высвободилось в процессе землетрясения, было оценено в 26 мегапаскалей при намагниченности пород в $5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$.

Наиболее детальные исследования сейсмомагнитного эффекта были проведены в Калифорнии. При этом была обнаружена несомненная связь между сейсмической активностью и аномалиями в вековых вариациях. Частая сетка пунктов наблюдений позволила выяснить [317], что аномалии вековых вариаций до 10 нТл наблюдаются в районах, где сейсмическая активность обычно высока. В менее сейсмичных частях сети аномалии много меньше.

Величина три балла по шкале Рихтера, по-видимому, служит порогом, начиная с которого можно уловить сейсмомагнитный эффект. Подобное исследование было проведено в работе [538], где отмечено наибольшее значение разности полей, равное 1,5 нТл за 2 месяца до начала землетрясения силой в 5,2 балла. Авторы пришли к выводу, что пока не обнаружен систематический и воспроизводимый магнитный предвестник для отдельного землетрясения. Это же подчеркивалось в сообщениях Шапиро и Абдуллабекова [529]. По их данным ташкентское землетрясение силой 7,3 балла не сопровождалось изменениями локального поля. Вероятно, наиболее заметное изменение локального поля наблюдалось перед землетрясением в Холлистере (Калифорния), о котором сообщалось в работе [168].

Изучение магнитных эффектов вдоль разлома Сан-Андреас [539] показало, что коротковолновые (мелкомасштабные) явления сдвига не дают заметной корреляции с изменениями локального поля, но области, где обнаруживаются крупномасштабные сдвиги, являются также областями аномалий вековых вариаций. На неподвижной части разлома, где можно было бы ожидать, что напряжение увеличивается, изменения локального поля указывают на ослабление напряжений [313]. О стационарных длинноволновых магнитных явлениях, связанных с разломами, сообщалось советскими авторами [536, 530].

РЕАКЦИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ИСКУССТВЕННО СОЗДАННОЕ НАПРЯЖЕНИЕ. Неопределенность сейсмомагнитных результатов делает осо-

бенно желательным изучение пьезомагнитного эффекта, возникающего под действием известных напряжений. Когда построена плотина и заполняется водохранилище, то дополнительная нагрузка на кору известна и во времени и в пространстве. Это даст возможность «калибровки» пьезомагнитного эффекта по известным напряжениям.

Плотина в Толбинго (Новый Южный Уэльс, Австралия) была завершена в 1971 г., и озеро наполнилось до уровня 145 м за 9 месяцев. П. М. Дэвис и Стейси [165] измерили ряд одновременных разностей поля в ряде точек до, во время и после заполнения водохранилища. Стандартное отклонение для одной записи составляло 1,7 нТл. Пятнадцать точек вокруг водохранилища дали средние изменения разности 7 нТл (по отношению к реперной точке, удаленной на 3,5 км). Поле на всех точках, кроме одной, уменьшалось по отношению к реперной точке. Для возникновения такой разности необходима средняя намагниченность порядка $5 \text{ A} \cdot \text{m}^{-1}$. Это больше, чем намагниченность поверхностных пород или кернов с глубины 100 м. Возможно, на глубинах, где еще сказывается дополнительное давление воды, существуют андезиты и базальты.

Подобные измерения были проделаны вокруг озера Гордон на о. Тасмания [86]. В этом случае эффект достиг лишь 1,6 нТл, но был еще статистически значимым, и снова T уменьшилось вблизи водохранилища.

Результаты аэромагнитной съемки Тасмании [210] показывают, что наличие сильно намагниченных пород в этом месте, даже глубоко залегающих, маловероятно.

Искусственные напряжения создавались и другим способом. На о. Амчитка проводились измерения после ядерного взрыва. Хасбрук и Аллен [261] сообщили, что магнитное поле претерпело изменение на 9 нТл в трех километрах от места взрыва. Они приписали этот эффект необратимым изменениям в намагниченности (возможно, это пример пьезоостаточной намагниченности). Шапиро с соавторами [531] обнаружили локальные изменения поля, коррелированные с уровнем воды в водохранилище в Средней Азии. Они объяснили этот эффект изменением проводимости, а не пьезомагнетизмом.

Глава 4

ВНЕШНИЕ ПОЛЯ

4.1. ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ПЛАЗМЫ

В окрестности Земли присутствует частично ионизированный газ. Для разделения положительно и отрицательно заряженных ионов (включая электроны) требуется столь сильное электрическое поле, что с очень хорошей точностью можно считать концентрации разноименно заряженных частиц равными. Такой газ называется плазмой. За исключением самой близкой к Земле области (самые нижние слои ионосферы), отрицательные ионы представляют собой электроны.

Плазма, окружающая Землю, пронизывается геомагнитным полем. Чтобы понять поведение плазмы в магнитном поле, нужно изучить силы, действующие на частицы в электрическом и магнитном полях. Рассмотрим частицу массы m , обладающую зарядом e . Будем считать, что e положительно, так что заряд электрона равен $-e$. На частицу, движущуюся в магнитном поле \mathbf{B} со скоростью \mathbf{v} , действует сила

$$\mathbf{f} = e\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (255)$$

получившая название силы Лоренца (уравнение 11). Рассмотрим вначале случай, когда скорость \mathbf{v} перпендикулярна \mathbf{B} . Поскольку сила \mathbf{f} перпендикулярна \mathbf{v} , меняется только направление скорости \mathbf{v} , но ее абсолютная величина v остается неизменной. Поэтому в однородном поле ион движется по окружности, лежащей в плоскости, перпендикулярной \mathbf{B} . Центробежной силой, необходимой для удержания иона на орбите, является сила Лоренца. Радиус орбиты определяется выражениями:

$$\begin{aligned} mv^2/r &= evB \\ r &= mv/eB. \end{aligned} \quad (256)$$

Угловая скорость обращения иона

$$\omega = v/r = eB/m \quad (257)$$

называется гирочастотой. Она определяется сортом иона и величиной поля и не зависит от скорости. Так как B и m положительны, для электронов удобно считать ω положительной величиной. Из-за

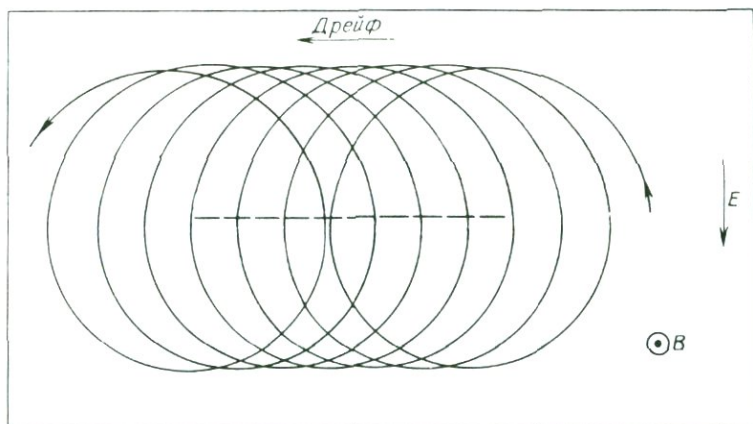


Рис. 76. Траектория электрона в скрещенных электрическом и магнитном полях. След ведущего центра показан пунктиром.

малой массы электрон обладает значительно более высокой по сравнению с атомными ионами гирочастотой и при одинаковых скоростях значительно меньшим радиусом кривизны траектории. В случае когда скорость не перпендикулярна магнитному полю, на ее продольную относительно \mathbf{B} компоненту сила Лоренца не влияет и, если только на ион не действуют иные силы, эта компонента скорости остается постоянной. Таким образом, результирующая траектория представляет собой спираль, вытянутую вдоль силовых линий магнитного поля.

Предположим теперь, что существует электрическое поле, направленное перпендикулярно \mathbf{B} . Электрическое поле будет ускорять ион на одной половине его орбиты и тормозить на другой. Предположим также, что магнитное поле достаточно сильное, а электрическое — достаточно слабое, так что траектория иона остается почти круговой. В соответствии с формулой (256) радиус кривизны траектории будет непрерывно изменяться, приобретая наибольшее значение там, где потенциал электрического поля максимален или минимален (в зависимости от знака заряда), и наименьшее на противоположной стороне орбиты (рис. 76).

Если координатные оси X и Z направлены соответственно вдоль электрического и магнитного полей \mathbf{E} и \mathbf{B} , движение иона описывается следующими дифференциальными уравнениями:

$$\begin{aligned} m \partial v_x / \partial t &= eBv_y + eE, \\ m \partial v_y / \partial t &= -eBv_x. \end{aligned}$$

Этим уравнениям удовлетворяют [(с учетом (257))] решения вида

$$x = r \cos \omega t, \quad (258)$$

$$y = r \sin \omega t - tE/B. \quad (259)$$

Таким образом, мы приходим к неожиданному выводу, что ион наряду с движением по круговой орбите дрейфует, но не в направлении электрического поля, а под прямым углом как к магнитному, так и к электрическому полям. Это движение можно представить как движение по окружности относительно ведущего центра, дрейфующего с постоянной скоростью E/B .

Сила трения, обусловленная столкновениями. До сих пор мы не принимали во внимание столкновения между ионами и частицами газа. Это взаимодействие приводит к появлению силы трения и позволяет получить стационарные решения, представляющие собой обобщения закона Ома. Рассмотрим вначале электроны и предположим, что в среднем за секунду происходит ν столкновений электрона с молекулами (заряженными или незаряженными) и что после столкновения электрон обладает нулевой скоростью. На самом деле это не совсем так, в связи с чем ν представляет собой эффективную частоту столкновений, которая для электронов не слишком отличается от истинной средней частоты столкновений.

Последующие выкладки основаны на работе [409]. Рассмотрим силы, действующие на электрон в плазме при наличии электрического, но в отсутствие магнитного поля. Уравнение движения электрона в направлении электрического поля E таково:

$$m \partial^2 x / \partial t^2 = eE.$$

После интегрирования и деления на m получаем

$$v = \partial x / \partial t = (Ee/m)t + C, \quad (260)$$

где постоянная интегрирования C зависит от того, когда электрон испытал последнее столкновение и каким образом он был рассеян. Следовательно, для разных электронов эта константа может принимать различные значения. Рассмотрим все электроны, испытавшие свое последнее столкновение в момент времени T . Предположим, что средняя скорость для этой группы электронов непосредственно после столкновения равнялась нулю. Производя усреднение в уравнении (260) и обозначив через $\bar{v}(t, T)$ среднюю скорость в момент t для группы электронов, испытавших последнее столкновение в момент T , получим для скорости в момент $t = T$

$$\bar{v}(T, T) = (Ee/m)T + \bar{C} = 0,$$

Отсюда находится среднее значение C для данной группы электронов:

$$\bar{C} = -(Ee/m)T$$

и

$$\bar{v}(t, T) = (Ee/m)(t - T).$$

Согласно выражению (П121), вероятность того, что последнее столкновение произошло в промежутке от T до $T + dT$, равна

$$\nu e^{-\nu(t-T)} dT.$$

Таким образом, если число электронов в единице объема равно N , то концентрация электронов, испытавших последнее столкновение между моментами T и $T + dT$, равна

$$N\nu e^{-\nu(t-T)} dT.$$

Среднюю по всем электронам скорость в момент t можно определить из выражения

$$\bar{v}(t) = (1/N) \int_0^t \nu N e^{-\nu(t-T)} (Ee/m)(t-T) dT = Ee/\nu m \quad (261)$$

(см., например, № 567.1 из [180]). Итак, в условиях равновесия

$$Ee = \bar{v} \nu m. \quad (262)$$

Слева стоит приходящаяся на один электрон ускоряющая сила. Поскольку уравнение (262) выражает условие равновесия, его правая часть представляет собой силу трения, равную электрической силе.

Такая же формула применима и для молекулярных ионов, если использовать соответствующую эффективную частоту столкновений. Если молекулярная масса ионов такая же, как и у молекул нейтрального газа, эффективная частота столкновений приблизительно равна половине истинной частоты столкновений ([499], стр. 129).

Альвен [16] указал несколько причин, по которым истинная сила трения, действующая на движущиеся ионы, отличается от величины, определяемой уравнением (262). Однако на основе приближения, выражаемого формулой (262), получается разумное описание поведения ионов в ионосфере.

Дрейф и проводимость плазмы. Магнитное поле оказывает очень сильное влияние на движение частиц, составляющих плазму. Благодаря магнитному полю возникает выделенное направление, что сказывается как на электропроводности, так и на движении плазмы как целого. Рассмотрим последовательно, что происходит при различных взаимных ориентациях электрического и магнитного полей.

В стационарном состоянии полная сила, действующая на ион со стороны электромагнитного поля, уравновешена силами трения, обусловленного столкновениями. Электрическое поле, действующее на ион с (положительным) зарядом e , движущийся со скоростью \mathbf{v} , равно $\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}$, где \mathbf{E} и \mathbf{v} относятся к одной и той же системе отсчета. Следовательно,

$$e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) = m\nu\mathbf{v}, \quad (263)$$

где под скоростью \mathbf{v} подразумевается средняя скорость (на которую накладывается случайный тепловой разброс). При более строгом подходе следовало бы принять во внимание распределение частиц по скоростям, однако и такое упрощенное рассмотрение оказывается достаточным, чтобы продемонстрировать важные особенности анизотропного движения. Пусть магнитное поле \mathbf{B} направлено вдоль оси z , так что $\mathbf{B} = k\hat{\mathbf{z}}$. Найдем скорость отдельного иона в электрическом поле \mathbf{E} при различных ориентациях последнего и вычислим на этой основе подвижность иона и проводимость. Подвижность определяется как

$$k = v/E.$$

Плотность тока, обусловленного движением ионов данного сорта, равна

$$J = Ne\mathbf{v} = NeEk,$$

где N — концентрация ионов. Полная проводимость, которая обеспечивается как положительными ионами, так и электронами, при равенстве концентраций тех и других составляет

$$\sigma = J/E = N(ek_i - ek_e), \quad (264)$$

где k_i и k_e суть подвижности соответственно положительных ионов и электронов. При этом мы пренебрегаем вкладом отрицательных молекулярных ионов.

E параллельно B . В этом случае $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{k}}$. В проекции на плоскость XY ионы обращаются вокруг силовых линий без дрейфа. В направлении оси Z [согласно (263)] имеем

$$v = eE/\nu m,$$

откуда находим подвижность для каждого сорта ионов

$$k_0 = e/\nu m \quad (265)$$

и проводимость

$$\sigma_0 = Ne^2 \left(\frac{1}{\nu_i m_i} + \frac{1}{\nu_e m_e} \right), \quad (266)$$

Подвижность меняет знак вместе с зарядом иона, т. е. при наложении продольного электрического поля положительные ионы и электроны движутся в противоположных направлениях вдоль магнитного поля. Токи, связанные с движением ионов и электронов, имеют одинаковые направления. Величины k_0 и σ_0 называются соответственно *продольной подвижностью* и *продольной проводимостью*. Их значения остаются такими же, как у подвижности и проводимости в отсутствие магнитного поля.

Как видно из уравнения (266), $\sigma_0 \rightarrow \infty$ при $\nu \rightarrow 0$. Над E -слоем ионосферы σ_0 может принимать очень большие значения. Если концентрация ионов не слишком мала, силовые линии магнитного поля можно считать эквипотенциальными.

Вопрос о точном асимптотическом значении σ_0 при $\nu \rightarrow 0$ сложен. Детальный анализ этого вопроса дан в работе Пападопулоса [448]. Мы рассмотрим лишь те столкновения, в которых электроны теряют основную часть импульса. При столкновениях с ионами эффективная потеря импульса происходит лишь тогда, когда прицельный параметр столкновения не превосходит характерного радиуса r , при котором электростатическая энергия равна кинетической. Если дрейфовая скорость v_D значительно меньше тепловой v_T , этот радиус определяется из следующего выражения:

$$\frac{1}{2}mv_i^2 = e^2(\epsilon_0 r)^{-1}, \quad (267)$$

Соответствующее сечение рассеяния равно

$$\Sigma = \pi r^2,$$

а частота столкновений определяется формулой

$$\nu = Nv_i \Sigma = 4\pi Ne^4(m^2 \epsilon_0^2 v_i^3)^{-1}. \quad (268)$$

Однако если дрейфовая скорость v_D больше тепловой, то в выражение (268) следует подставлять именно дрейфовую скорость, и правая часть этого выражения принимает вид

$$4\pi Ne^4(m^2 \epsilon_0^2 v_D^3)^{-1}.$$

Сила трения уменьшается при возрастании дрейфовой скорости и стационарное состояние оказывается невозможным. С этим обстоятельством связан эффект «убегających электронов», который теоретически должен накладывать ограничение на величину электрического поля в плазме. Реально же благодаря эффекту аномального сопротивления могут существовать и более интенсивные поля [448].

E перпендикулярно B . Пусть $\mathbf{E} = \hat{E}\hat{i}$. Тогда X -составляющая

уравнения (263) принимает вид

$$E + v_{\chi}(m\omega/e) = (mv/e)v_{\chi}, \quad (269)$$

а Y -составляющая — соответственно

$$-v_{\chi}(m\omega/e) = (mv/e)v_{\chi}, \quad (270)$$

где вместо B подставлено $m\omega/e$ (257). Решая эту систему уравнений, находим

$$v_{\chi} = (eE/m)v(v^2 + \omega^2)^{-1/2}$$

Таким образом, подвижность вдоль оси X равна

$$k_1 = (e/m)v(v^2 + \omega^2)^{-1/2} \quad (271)$$

для каждого типа ионов. Соответствующая проводимость равна

$$\sigma_1 = Ne^2 \left[\frac{v_i/m_i}{v_i^2 + \omega_i^2} + \frac{v_e/m_e}{v_e^2 + \omega_e^2} \right]. \quad (272)$$

Величины k_1 и σ_1 называются соответственно *педерсеновской подвижностью* и *педерсеновской проводимостью*, они относятся к дрейфу и току, параллельным электрическому, но перпендикулярным магнитному полю. И в этом случае электроны и положительные ионы также дрейфуют во взаимно противоположных направлениях, так что и те и другие вносят вклад в ток одного знака. Уравнения (269) и (270) определяют также Y -компоненту скорости

$$v_{\chi} = (eE/m)\omega(v^2 + \omega^2)^{-1/2}, \quad (273)$$

откуда можно найти подвижность

$$k_2 = (e/m)\omega(v^2 + \omega^2)^{-1/2} \quad (274)$$

и проводимость

$$\sigma_2 = Ne^2 \left[\frac{\omega_i/m_i}{v_i^2 + \omega_i^2} + \frac{\omega_e/m_e}{v_e^2 + \omega_e^2} \right]. \quad (275)$$

Величины k_2 и σ_2 представляют собой *холловскую подвижность* и *холловскую проводимость*, описывающие движение и ток в перпендикулярном к электрическому и магнитному полям направлении.

Следует обратить внимание на то, что ω_i и ω_e имеют противоположные знаки, так что положительные ионы и электроны, согласно уравнению (274), движутся в одном направлении. Следовательно, наряду с перпендикулярным к обоим полям током электрическое поле порождает движение плазмы как целого. Это движение называется *холловским дрейфом*.

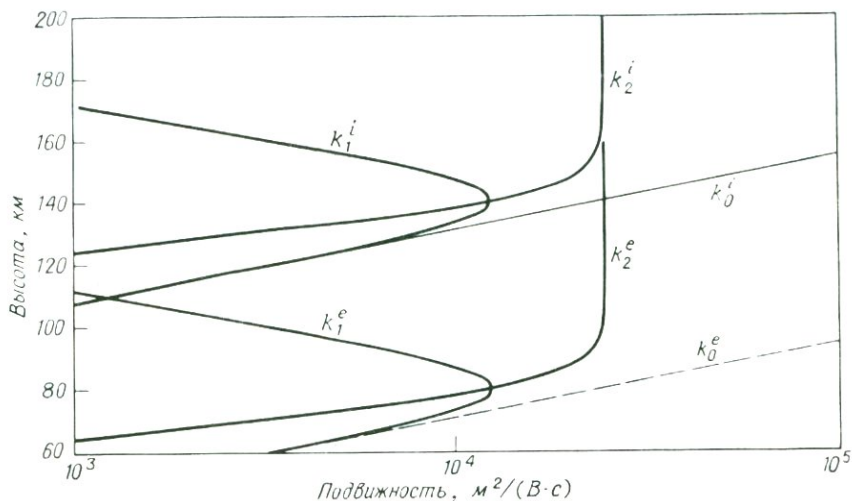


Рис. 77. Продольная, педерсеновская и холловская подвижности, рассчитанные в рамках предположений, перечисленных в разл. 4.2.

Интересно посмотреть, как себя ведут эти скорости дрейфа и проводимости при изменении частоты столкновений ν (рис. 77). При больших частотах столкновений ν ($\nu \gg \omega$) педерсеновская проводимость k_1 стремится к продольной k_0 и обе убывают пропорционально ν^{-1} . Холловская подвижность k_2 убывает с увеличением ν как ν^{-2} . Иными словами, при достаточно больших частотах столкновений и дрейф и проводимость становятся изотропными и приближаются к величинам, которые наблюдались бы в отсутствие магнитного поля.

Педерсеновская проводимость достигает при $\nu = \omega$ максимума, равного

$$k_1 = e(2m\omega)^{-1} = 1/2B.$$

Нельзя, однако, определять максимальную проводимость, складывая максимальные подвижности для двух сортов частиц и подставляя сумму в уравнение (264), так как ω_e и ω_i сильно различаются, и электронные и ионные подвижности достигают максимума на разных высотах.

При стремлении ν к нулю $k_1 \rightarrow e\nu/m\omega^2 \rightarrow 0$, так что и скорость педерсеновского дрейфа и проводимость убывают как ν^{-1} . Холловская подвижность стремится к $em/\omega = 1/B$, и это справедливо при достаточно малых значениях ν как для положительных ионов, так и для электронов. Следствие такого поведения подвижности, кото-

рая оказывается одинаковой для заряженных частиц обоих знаков, состоит в том, что ионы и электроны дрейфуют вместе, и холловский ток при малых значениях ν отсутствует. В данном случае дрейф все же происходит, и оба сорта частиц движутся со скоростью

$$v_D = E/B$$

под прямым углом к обоим полям. Это можно выразить с помощью векторного равенства

$$\mathbf{v} = \mathbf{E} \times \mathbf{B} / B^2. \quad (276)$$

Здесь как \mathbf{v} , так и \mathbf{E} относятся к одной и той же произвольной системе отсчета. Электрическое поле в системе отсчета, движущейся вместе с дрейфующей плазмой, равно

$$\mathbf{E}' = \mathbf{E} + \mathbf{v}_D \times \mathbf{B} = \mathbf{E} + B^{-2} (\mathbf{E} \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B} = 0.$$

Это соотношение означает, что при холловском дрейфе плазма как бы не испытывает действия электрического поля. Поведение ионов при очень малых значениях ν важно, так как плазма в магнитосфере практически бесстолкновительная.

Анизотропный характер проводимости плазмы можно выразить, представив с помощью введенных выше проводимостей закон Ома не в обычной скалярной, а в тензорной форме. При этом плотность тока определяется формулой

$$\mathbf{J} = \mathcal{J} \cdot \mathbf{E}, \quad (277)$$

где тензор электропроводности \mathcal{J} при условии, что ось Z направлена вдоль \mathbf{B} , равен

$$\mathcal{J} = \begin{bmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix}. \quad (278)$$

Следует обратить внимание на знак холловского тока. В (273) и (275) величина ω_e отрицательна и заряд электрона равен $-e$. Поэтому v_y положительно для обоих сортов ионов, и σ_2 отрицательно (или равно 0) из-за того, что электронный член всегда больше ионного (или равен ему).

Отметим, что \mathcal{J} не является самосопряженным, и если записывать закон Ома в форме

$$\mathbf{J} = \mathbf{E} \cdot \mathcal{J}, \quad (279)$$

то следует поменять знаки перед σ_2 .

Силы неэлектростатической природы могут оказывать аналогичное действие на частицы плазмы. Предположим, что на единицу объема плазмы действует сила \mathbf{F} , например градиент давления ∇p .

В расчете на каждый ион приходится $\frac{1}{2} \mathbf{F}/N$. Эту величину можно подставить вместо $\mathbf{E}e$ в приведенные выше уравнения, чтобы найти соответствующие скорости:

$$v_0 = (F/2N)(1/\nu m), \quad (280)$$

$$v_1 = (F/2Nm)\nu(\nu^2 + \omega^2)^{-1}, \quad (281)$$

$$v_2 = (F/2Nm)\omega(\nu^2 + \omega^2)^{-1}. \quad (282)$$

Используя уравнение для плотности тока

$$\mathbf{J} = N(ev_i - ev_e),$$

можно получить плотности продольного, педерсеновского и холловского токов

$$J_0 = (F/2)(e/\nu_i m_i - e/\nu_e m_e), \quad (283)$$

$$J_1 = (F/2)[(e\nu_i/m_i)(\nu_i^2 + \omega_i^2)^{-1} - (e\nu_e/m_e)(\nu_e^2 + \omega_e^2)^{-1}], \quad (284)$$

$$J_2 = (F/2)[(e\omega_i/m_i)(\nu_i^2 + \omega_i^2)^{-1} - (e\omega_e/m_e)(\nu_e^2 + \omega_e^2)^{-1}]. \quad (285)$$

В случае продольного и педерсеновского токов оба сорта ионов движутся в одном направлении, в случае холловского тока — в противоположных направлениях.

Предельные значения скоростей при $\nu \rightarrow 0$ таковы:

$$v_1 = (F/2Nm)(\nu/\omega^2) \rightarrow 0,$$

$$v_2 = (F/2Nm)(1/\omega).$$

Величину скорости дрейфа в этом пределе можно представить в виде

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_D &= (1/eB^2)\mathbf{B} \times (\mathbf{F}/2N) = \\ &= (1/eB^2)\mathbf{B} \times \mathbf{f}, \end{aligned} \quad (286)$$

где \mathbf{f} — сила в расчете на один ион. Оба члена в выражении для J_2 имеют один и тот же знак (e положительно, но ω_e отрицательно). Для исчезающих малых значений ν плотность тока стремится к F/B , что более точно выражается с помощью векторного равенства

$$\mathbf{J} = \mathbf{F} \times \mathbf{B}/B^2. \quad (287)$$

Таким образом, в бесстолкновительной плазме холловский дрейф вызывается электрическими полями, а холловский ток — ме-

ханическими силами или силами инерции. В качестве примера проявления сил инерции рассмотрим движение иона вдоль искривленной силовой линии магнитного поля. В системе отсчета, движущейся вместе с ионом, существует центробежная сила

$$mv_0^2/R,$$

где R — радиус кривизны силовой линии. Эта сила действует на каждый ион, и поэтому ее можно подставить в (282) вместо $F/2N$. В случае пренебрежимо малой частоты столкновений мы получаем выражение

$$v_2 = mv_0^2/ReB, \quad (288)$$

которое представляет собой поперечный дрейф ведущего центра движущегося по спирали иона. Из-за наличия e в знаменателе электроны и ионы дрейфуют в противоположных направлениях.

Другим фактором, способным вызвать дрейф ведущего центра, является градиент магнитного поля. Рассмотрим случай, когда поле \mathbf{B} направлено вдоль оси Z и меняется вдоль оси Y , так что

$$\mathbf{B} = \hat{\mathbf{k}}(B_0 + y \partial B/\partial y).$$

Пусть исходное положение ведущего центра совпадает с началом координат, и предположим, что дрейф ведущего центра за один оборот мал по сравнению с гирорadiusом r — в противном случае представление о ведущем центре лишено смысла. Положение иона описывается следующим выражением:

$$\mathbf{r} = \hat{\mathbf{i}}r \cos \theta + \hat{\mathbf{j}}r \sin \theta.$$

В этом случае центростремительная сила, поддерживающая круговое движение, равна

$$\mathbf{f} = e(\partial \mathbf{r}/\partial t) \times \mathbf{B}.$$

Среднюю силу можно выразить следующим образом (здесь T — период вращения):

$$\begin{aligned} (1/T) \int_0^T \mathbf{f} dt &= (e/T) \int_0^T (-\hat{\mathbf{i}}r \sin \theta + \hat{\mathbf{j}}r \cos \theta)(\partial \theta/\partial t) \times \\ &\times \hat{\mathbf{k}}(B_0 + r \sin \theta \partial B/\partial y) dt = \\ &= (B_0 e r/T) \left[\hat{\mathbf{j}} \int_0^{2\pi} \sin \theta d\theta + \hat{\mathbf{i}} \int_0^{2\pi} \cos \theta d\theta \right] + \\ &+ (e r^2/T) \partial B/\partial y \left[\hat{\mathbf{j}} \int_0^{2\pi} \sin^2 \theta d\theta + \hat{\mathbf{i}} \int_0^{2\pi} \cos \theta \sin \theta d\theta \right] = \\ &= \hat{\mathbf{j}}(\pi e r^2/T) \partial B/\partial y = \hat{\mathbf{j}}(\frac{1}{2} m v^2/B) \partial B/\partial y = \hat{\mathbf{j}} m_m \partial B/\partial y, \end{aligned} \quad (289)$$

где m_m — магнитный момент циклотронного вращения иона. Эта сила толкает ион в направлении возрастания поля. Ее можно подставить в (286), чтобы получить дрейфовую скорость

$$\begin{aligned} \mathbf{v}_D &= -\hat{\mathbf{i}}(m_m/eB) \partial B/\partial y = \\ &= (m_m/eB^2) \mathbf{B} \times \nabla |\mathbf{B}|. \end{aligned} \quad (290)$$

4.2. ИОНОСФЕРА

Когда Стюарт [559] впервые предположил (1882 г.), что источник суточных вариаций геомагнитного поля лежит вне Земли, мысль о том, что какая-либо часть атмосферы может оказаться проводником электричества, была совершенно новой. И вообще вопрос об электропроводности газов по существу был неясен.

Количественный анализ, проведенный Шустером, не оставил сомнений в том, что в некоторых слоях атмосферы должны течь электрические токи. Измерения на поверхности Земли давали очень мало сведений о высоте, на которой текут эти токи [см. уравнение (25)]. Шустер полагал, что это происходит примерно на высотах, где наблюдаются перистые облака.

Интерес к электрическим свойствам верхней атмосферы возродился, когда в 1901 г. Маркони успешно осуществил передачу радиоволн через Атлантический океан. В 1902 г. Хевисайд и Кеннели независимо предположили наличие проводящего слоя на высоте порядка 100 км. Окончательное экспериментальное доказательство существования проводящего слоя было получено Эпплтоном и Барнеттом [26], а также Брейтом и Туве [85].

Различные слои атмосферы получали свои названия в зависимости от того, какие физические свойства представляли наибольший интерес. Например, тропосфера, стратосфера, мезосфера и термосфера были выделены в соответствии с поведением градиента температуры. С этими слоями перекрываются другие, выделенные на основе иных физических свойств. Область, где заметная доля молекул воздуха ионизирована, называется ионосферой. Более точно ее можно определить как ту часть атмосферы, где концентрация ионов может время от времени становится настолько большой, что это отражается на прохождении высокочастотных радиоволн. Нижняя граница ионосферы приходится на высоты около 65 км. Положение верхней границы определить труднее, но на высоте 1500 км концентрация ионов обычно не превышает 1% максимального значения, которое достигается в районе 300 км [335, 485].

Поглощение солнечного электромагнитного излучения. Характерные для ионосферы значительные изменения ионной концентрации и проводимости можно объяснить воздействием ионизирующего электромагнитного излучения Солнца. Космические лучи играют незначительную роль, а потоки частиц существенны только в некоторых областях. Отмечена также незначительная, но поддающаяся обнаружению ионизация за счет излучения звезд [563]. Поэтому мы начнем с рассмотрения излучения, падающего на атмосферу.

Пусть F_∞ — поток на верхней границе атмосферы (Дж/м²). Если считать излучение монохроматическим и предположить, что в атмосфере протекает только одна реакция ионизации, то убывание потока с высотой можно охарактеризовать единственным коэффициентом поглощения k . В этом случае ослабление потока dF после прохождения расстояния ds при плотности атмосферы ρ выражается формулой

$$dF = -F\rho k ds. \quad (291)$$

Если излучение падает под углом χ к вертикали, ослабление потока, прошедшего интервал высот dh , составляет

$$dF = -F\rho k \sec \chi dh. \quad (292)$$

Уравнение гидростатики, связывающее плотность ρ и давление p покоящейся жидкости, представляет собой хорошее приближение в пределах всей атмосферы:

$$\rho dh = -dp/g.$$

Из него следует

$$dF/F = (1/g)k \sec \chi dp.$$

После интегрирования (пренебрегая изменением g) получаем

$$F = F_\infty \exp \{-(k/g) \sec \chi p\}.$$

Полученное выражение можно подставить в формулу (292) вместо F .

Для нас представляет интерес количество энергии q , поглощенной атмосферой в расчете на единицу объема, которое, как можно полагать, пропорционально скорости образования ионов,

$$\begin{aligned} q &= \cos \chi (dF/dh) = F\rho k = \\ &= F_\infty \rho k \exp \{-(k/g) \sec \chi p\}. \end{aligned} \quad (293)$$

Используя формулу Клапейрона — Клаузиуса для определения плотности атмосферы

$$\rho = Mp/RT,$$

где M — средняя молекулярная масса, R — газовая постоянная и T — абсолютная температура, находим

$$q = F_e(kM/RT)p \exp \{ -(k/g) \sec \chi p \}. \quad (294)$$

Величины M , T и g в атмосфере меняются с высотой медленно по сравнению с давлением p . Поэтому можно считать, что q как функция p принимает наибольшее значение там, где имеет место максимум выражения (294), т. е. при

$$p = p_0 = (g/k) \cos \chi. \quad (295)$$

При этом давлении

$$q = q_0 = F_e(kM/RT)p_0 e^{-1}. \quad (296)$$

Скорость ионизации можно выразить следующим образом:

$$q = q_0(p/p_0) \exp \{ 1 - p/p_0 \}. \quad (297)$$

Связь между давлением и высотой определяется уравнением

$$p = p_0 \exp \{ -(h - h_0)/H \},$$

где h_0 — высота, на которой давление равно p_0 , а высота однородной атмосферы H , равная

$$H = RT/Mg,$$

медленно меняется с высотой. Вводя обозначение $z = (h - h_0)/H$, находим

$$q = q_0 \exp \{ 1 - z - e^{-z} \}. \quad (298)$$

Это соотношение было впервые получено Чепменом [123].

Для нас представляет интерес концентрация ионов (электронов или положительных ионов) N . Ионизирующее излучение, о котором идет речь, падает на атмосферу в дневные часы. При этом существует динамическое равновесие между потерями ионов и ионизацией.

Наиболее эффективным механизмом потерь ионов является диссоциативная рекомбинация, при которой ион испытывает нейтра-

лизацию и диссоциацию. Этот процесс можно представить следующим образом:



Здесь A представляет собой одноатомную молекулу, а M_2 — двухатомную. В рассматриваемом интервале высот, т. е. в E -слое, большинство положительных ионов представляет собой двухатомные молекулы и их число приблизительно равно числу электронов. Поэтому уравнение баланса записывается в виде

$$q = \alpha N(e^-) \cdot N(M_2^+) \approx \alpha N^2, \quad (299)$$

где α — коэффициент рекомбинации. Отсюда следует

$$N = (q/\alpha)^{1/2}. \quad (300)$$

Таким образом, возникает слой плазмы с распределением ионной концентрации, изображенным на рис. 78. Его принято называть чепменовским слоем.

Полярные сияния. Так же как ультрафиолетовые или рентгеновские лучи, потоки частиц порождают ионизацию в ионосфере. Однако этот эффект играет важную роль только на высоких широтах.

Одним из немногих видимых проявлений существования геомагнитного поля являются *авроральные* или *полярные сияния*. Название авроральный происходит от латинского *aurora* (заря). Поляр-

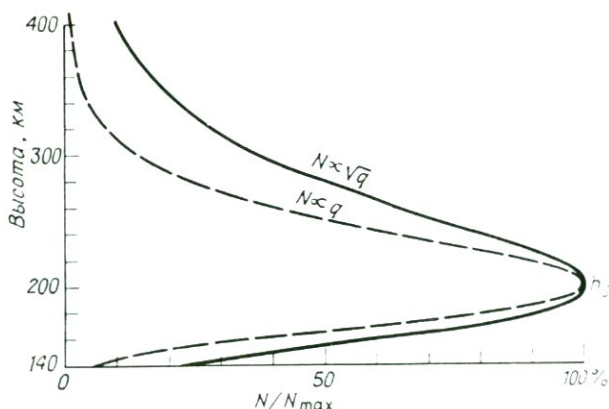


Рис. 78. Концентрация ионов в чепменовском слое в процентах от максимальной. Предполагается, что максимум ионной концентрации расположен на уровне 200 км при высоте однородной атмосферы, равной 10 км.

ные сияния можно иногда наблюдать ночью на юге Европы в виде свечения северной части небосвода, создающего впечатление, будто заря занимается не там, где положено. Это явление в XVII в. получило название *aurora borealis* (северная заря). По аналогии полярные сияния, наблюдавшиеся Куком в высоких южных широтах, получили название *aurora australis* (южная заря). В настоящее время термин *aurora* употребляется по отношению ко всем полярным сияниям. (В русском языке применительно к полярным сияниям термин «аврора» самостоятельно не употребляется, однако в геофизической литературе часто встречаются сочетания вида: авроральные явления, авроральный овал и т. д. — *Перев.*)

Полярные сияния — это не единственный вид явлений, которые связаны со свечением верхней атмосферы. Обычно на всех широтах наблюдается также слабое рассеянное *свечение неба*. Хотя это свечение вызвано ультрафиолетовой радиацией, при нем возбуждаются некоторые из спектральных линий, свойственных полярным сияниям. Проводя различие между полярным сиянием и свечением неба, первое можно определить как свечение, географическая локализация которого определяется геомагнитным полем [501].

Полярные сияния вызываются электронами с энергиями в несколько кэВ, вторгающимися в ионосферу на высоких широтах. Механизм этого явления описан в разд. 4.5. Интенсивность процесса вторжения возрастает с величиной магнитной возмущенности и в области максимальной активности такие вторжения происходят почти непрерывно. Вторгающиеся электроны возбуждают и ионизируют молекулы воздуха, главным образом в *E*-слое ионосферы. Обычно наблюдается резкая нижняя граница видимого сияния на высотах от 95 до 115 км. Сияния, наблюдаемые на более низких широтах, происходят чаще всего на больших высотах. Излучение в видимом диапазоне обусловлено главным образом следующими переходами:

- 1) зеленая линия атомарного кислорода 557,7 нм ($^1S_0 \rightarrow ^1D_2$);
- 2) красный кислородный триплет 630—639 нм ($^1D_2 \rightarrow ^3P_J$; $J = 2, 1, 0$);
- 3) красные полосы молекулярного азота ($^3\Pi_g \rightarrow ^3\Sigma_u$).

Зеленый и красный — это преобладающие цвета полярных сияний.

Верхние уровни для обоих атомных переходов метастабильны и имеют время полураспада 0,7 и 100 с соответственно. Красный цвет преобладает на больших высотах, где более долгоживущие метастабильные атомы имеют больше шансов сохраниться до излучательного перехода. Разница во времени полураспада порождает изменения цвета во времени. Полосы молекулярного азота пре-

обладают в излучении на самых малых высотах, вызывая во многих случаях появление характерного красного обрамления сияния.

Различают несколько форм полярных сияний. Одним из наиболее типичных является однородное ослабевающее с высотой свечение с резкой нижней границей на высоте около 90 км, имеющей форму дуги. Другая распространенная форма представляет собой совокупность вертикальных лучей, как правило, быстро меняющихся во времени. В действительности сияние сосредоточено в тонком (часто не превышающем 1 км в толщину) слое светящейся плазмы, лежащем на поверхности, образованной силовыми линиями, проходящими через отрезок геомагнитной параллели. В работе [280] отмечено, что авроральные дуги более точно совпадают с линиями постоянной инвариантной широты, чем с линиями постоянной геомагнитной широты. Лучи вытянуты вдоль силовых линий геомагнитного поля. Они часто колеблются, создавая иллюзию колышущегося занавеса. Если наблюдатель видит сияние вдоль направления магнитного поля, то из-за влияния перспективы ему кажется, что лучи сходятся в одной точке. Эта форма сияния называется *коронной*.

В конце XIX в. проводилась систематическая регистрация появлений полярных сияний. Согласно полученным результатам, которые были впервые опубликованы в 1881 г. [222] в виде карты, в узкой кольцевой зоне шириной в несколько градусов, удаленной от полюса примерно на 20° , полярные сияния появляются гораздо чаще, чем на других широтах. Эта зона получила название *авроральной*. Позднее были выполнены регулярные наблюдения с помощью камер полного обзора неба. Такая камера направлена вертикально вниз на сегмент сферического зеркала, так что в ее поле зрения одновременно находится все небо. Эти наблюдения показали, что, хотя авроральная зона и представляет собой область, где полярные сияния происходят чаще всего, мгновенное положение сияния не совпадает с этой круговой зоной, а скорее вытянуто вдоль *овала* с минимальной геомагнитной широтой (68°) вблизи местной полуночи и максимальной (78°) на полуденном меридиане. Таким образом, овал в первом приближении сохраняет свое положение относительно линии Солнце — Земля (но только в первом приближении, так как несовпадение геомагнитного и географического полюсов порождает возмущения овала). Кроме того, овал значительно толще в полуночном секторе. Авроральная зона примерно совпадает с положением полуночного сектора аврорального овала, где полярные сияния наиболее часты.

Действительное положение аврорального овала в каждый мо-

мент времени зависит от уровня магнитной возмущенности. В спокойное время овал находится на широте 75° . Когда уровень возмущенности возрастает до умеренного ($K = 2$ или 3 , см. разд. 4.5), овал занимает свое среднее положение на широте 70° (в полуночном секторе). По мере нарастания возмущенности авроральный овал смещается к экватору, достигая во время сильных магнитных бурь широты 60° . На фронтисписе можно видеть фотографию полярного сияния, сделанную в Хобарте (географическая широта 43° , геомагнитная широта 53°) во время мощной бури 29 сентября 1978 г. (В переводе эта фотография помещена после предисловия автора. — *Ред.*)

Наблюдаются еще два типа слабого свечения, которые справедливо относят к полярным сияниям. К первому типу относится обнаруженное вблизи геомагнитных полюсов слабое свечение, вызываемое солнечными протонами. Эти протоны вызывают также *поглощение в полярной шапке*, ионизируя полярную ионосферу на малых высотах, что приводит к поглощению радиоволн, распространяющихся через ионосферу на очень высоких широтах. Поглощение в полярной шапке часто начинается во время суббури, но долго сохраняется и после ее окончания. Второй тип слабого свечения наблюдается на низких широтах и известен под названием *устойчивых красных дуг* [42]. Диапазон широт, где встречается это явление, соответствует параметру Мак-Илвейна L , лежащему в пределах от 2 до 4. Обычно это свечение сосредоточено в интервале высот от 400 до 550 км. В отличие от других форм полярных сияний картина свечения не меняется на протяжении часов.

Устойчивые красные дуги слишком слабы, чтобы их можно было наблюдать невооруженным глазом. В этом свечении почти полностью преобладает красный кислородный триплет (630 нм). Появление устойчивых красных дуг обычно связано с низкой электронной концентрацией в F-слое, свойственной ранней восстановительной фазе магнитной бури. Общепринятый механизм был впервые предложен в работе [140]. Протоны кольцевого тока (см. разд. 4.5) теряют энергию во время восстановительной фазы магнитной бури. Один из механизмов этого явления сводится к теплопередаче вдоль силовых линий из плазмосферы в F-слой. Возникающий разогрев плазмы в F-слое достаточен для возбуждения атомов кислорода на уровень 1D , но не на уровень 1S . Поэтому излучение в видимом диапазоне ограничено триплетом 630 нм. Обзор по устойчивым красным дугам дан в работе [488].

Суббурю нельзя считать чисто магнитным феноменом. Она сопровождается авроральными, ионосферными и магнитосферными явлениями. Эти явления были описаны Акасофу [8]. Авроральная

суббурия начинается, когда спокойная дуга вблизи полуночного сектора аврорального овала внезапно увеличивает свою яркость и область ее видимости расширяется как к полюсу, так и к экватору. Вскоре за этим следуют лучевые формы сияния, которые часто сопровождаются сиянием в виде занавеса. Нередко наблюдается также западное смещение авроральных форм. Эта типичная последовательность обусловлена скорее статистической закономерностью, чем наблюдением фиксированной пространственной структуры с вращающейся под ней Земли. Полярные сияния трудно наблюдать при дневном свете, поэтому нелегко выявить их суточные вариации. Дэвис и де Витт [169] опубликовали результаты наблюдений в зимние месяцы на антарктической станции Бёрд вблизи южной авроральной зоны. Максимум кривой, представляющей суточную вариацию частоты появлений, имеет вид плато, простирающегося от 18 до 2 ч местного геомагнитного времени на уровне 80-процентной частоты появлений, тогда как минимальная частота появлений на уровне 10% наблюдается с 9 до 13 ч. Эта картина согласуется с рядом других оценок.

Долгое время оставалось загадкой, что служит источником энергичных (около 5 кэВ) электронов, которые вызывают сияния. Недавно было обнаружено, что эти электроны являются почти моноэнергичными и обладают близкими к нулю питч-углами, т. е. они движутся почти точно вдоль силовых линий, а не по спирали. Такое распределение электронов наводит на мысль, что они ускоряются сильным возмущающим полем вблизи (т. е. в пределах $0,5 R_E$) от авроральной зоны, отчего их питч-углы меняются. Для этого требуются направленные вдоль \mathbf{B} электрические поля, которые не могут возникнуть, если выполнены условия, перечисленные в разд. 4.1. Однако, если какой-либо процесс может создавать аномально высокое сопротивление вдоль силовых линий, тогда на участке силовой линии с высоким сопротивлением может возникать значительная разность потенциалов, ускоряющая электроны до больших энергий (в значительной степени подобно тому, как слабый контакт в цепи, по которой идет ток, может вызывать искрение).

Было выдвинуто несколько предположений о возможных причинах появления участков с большим сопротивлением. Если, например, питч-углы электронов и протонов неодинаковы, то эти частицы будут отражаться в разных точках, в результате чего возникает двойной электрический слой (образованный слоями положительных и отрицательных зарядов), который и представляет собой участок силовой линии с высоким сопротивлением [77]. Электрические поля

вдоль силовых линий, которые в нормальных условиях поддерживаются на низком уровне, здесь могут оказаться достаточно большими, чтобы ускорять авроральные электроны. Этот процесс действует постоянно, но во время суббурь он усиливается. Подробно этот процесс описан в работах Альвена [16] и Нишиды [431]. Электрические поля соответствующего типа наблюдались в эксперименте [255].

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН. Ионосфера подробно исследована по ее влиянию на прохождение радиоволн, излучаемых с поверхности Земли. Дело в том, что распространение радиоволн на высоких частотах (от 3 до 30 МГц) существенно зависит от состояния ионосферы. Это обстоятельство затрагивает коммерческие интересы, поэтому с помощью сети устройств, называемых *ионозондами*, осуществляется непрерывное слежение за ионосферой. Ионозонд представляет собой по существу систему из импульсного передатчика и приемника. Импульс длительностью порядка 10 мкс повторяется от 10 до 60 раз в секунду, в то время как частота передатчика меняется приблизительно от 1 МГц до 15 МГц. Время, необходимое для возвращения отраженного от ионосферы импульса, регистрируется. Если ионосфера представляет собой совокупность горизонтальных однородных слоев (обычно такая модель хорошо описывает реальную ионосферу), точка отражения расположена на одной вертикали с ионозондом. На выходе устройства получается *ионограмма*, т. е. график зависимости времени запаздывания от частоты передатчика. Время запаздывания отраженного импульса обычно измеряют величиной $h' = t \cdot C/2$, которая называется *действующей высотой*. Это высота, которой достигал бы импульс, двигаясь со скоростью света C в вакууме.

Чтобы выяснить, как воздействует плазма на плоскую электромагнитную волну, мы будем исходить из системы уравнений Максвелла, записанных в следующей форме:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \mathbf{J} + \partial \mathbf{D} / \partial t = \sigma \mathbf{E} + \epsilon_0 \partial \mathbf{E} / \partial t,$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\partial \mathbf{V} / \partial t = -\mu_0 \partial \mathbf{H} / \partial t.$$

Исключая \mathbf{H} , получаем

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 (\sigma \partial \mathbf{E} / \partial t + \epsilon_0 \partial^2 \mathbf{E} / \partial t^2). \quad (301)$$

Условием того, что плоская монохроматическая волна (с угловой частотой ω и волновым вектором k)

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i(kx - \omega t)} \quad (302)$$

представляет собой решение уравнения (301), является равенство

$$\begin{aligned} k^2 &= \mu_0 \epsilon_0 (\omega^2 + i\omega\sigma/\epsilon_0) = \\ &= (1/C^2)(\omega^2 + i\omega\sigma/\epsilon_0). \end{aligned} \quad (303)$$

При этом фазовая скорость определяется выражением

$$V = \omega/k = C(1 + i\sigma/\omega\epsilon_0)^{-1/2}. \quad (304)$$

Таким образом, если $\sigma = 0$, фазовая скорость равна C . Отклонение V от C связано с ненулевой проводимостью.

Чтобы найти проводимость, рассмотрим уравнение движения электрона

$$m(\partial\mathbf{v}/\partial t) = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) - m\mathbf{v}\nu, \quad (305)$$

где \mathbf{B} — геомагнитное поле (а не магнитное поле волны), а второй член в правой части равенства выражает силу трения, обусловленную столкновениями [см. уравнение (264)]. Пренебрегая вначале силой Лоренца и силой трения, получим

$$\partial\mathbf{v}/\partial t = (e/m)\mathbf{E} = (e/m)\mathbf{E}_0 e^{i(kx - \omega t)}. \quad (306)$$

Волна порождает вынужденные колебания электрона, при которых

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 e^{-i\omega t}.$$

Подстановка в (306) приводит к следующему выражению:

$$\mathbf{v} = (ie/\omega m)\mathbf{E}.$$

Наконец, записывая плотность тока в виде

$$\mathbf{J} = \sigma\mathbf{E} = Ne\mathbf{v} = (iNe^2/\omega m)\mathbf{E}, \quad (307)$$

получаем

$$\sigma = iNe^2/\omega m. \quad (308)$$

Плотность тока и электрическое поле сдвинуты по фазе на $\pi/2$, так что волна не теряет энергию в плазме. Подставляя σ из (308) в (304), приходим к следующему выражению:

$$V = C(1 - Ne^2/\omega^2 m\epsilon_0)^{-1/2} \quad (309)$$

Введем теперь частоту p , которая называется *плазменной частотой*, с помощью соотношения

$$p^2 = Ne^2/m\epsilon_0, \quad (310)$$

так что

$$V = C(1 - p^2/\omega^2)^{-1/2}. \quad (311)$$

Распространение удобно описывать с помощью показателя преломления n :

$$n^2 = C^2/V^2 = 1 - p^2/\omega^2. \quad (312)$$

Наличие положительных ионов слегка изменяет плазменную частоту, но, поскольку масса входит в знаменатель выражения (310), это изменение мало. Уравнение (302) описывает монохроматическую волну, т. е. бесконечно длинную синусоидальную волну. Скорость распространения радиоимпульса определяется не фазовой, а групповой скоростью (см. [484, разд. 8.8; 490, с. 662]). Они совпадают лишь при условии, что V не зависит от ω , которое в данном случае, очевидно, не выполняется. В общем случае групповая скорость U определяется выражением

$$U = d\omega/dk.$$

Запишем (312) в виде

$$C^2 k^2 = \omega^2 - p^2$$

и продифференцируем

$$2C^2 k dk = 2\omega d\omega,$$

так что

$$U = kC^2/\omega = C^2/V = C(1 - p^2/\omega^2)^{1/2}. \quad (313)$$

Таким образом, произведение фазовой и групповой скоростей равно C^2 , причем первая из них больше или равна C , а вторая — меньше или равна C .

Проследим за поведением волнового пакета с угловой частотой ω , вертикально распространяющегося в ионосфере. До ионосферы он движется с групповой скоростью C , поскольку концентрация электронов слишком мала, чтобы на нее повлиять. По мере возрастания электронной концентрации плазменная частота p возрастает, а групповая скорость обращается в нуль и пакет отражается, поскольку он не может проникнуть в область, где $p > \omega$. Таким образом, возникает эхо. При более высокой частоте ω пакет может достигнуть области с более высокой электронной концентрацией, где значение p больше. Если $\omega > p_{\max}$, т. е. больше плазменной частоты, соответствующей максимальной в данный момент электронной концентрации в ионосфере, групповая скорость нигде не обращается в нуль, и пакет проходит сквозь всю ионосферу. Максимальная частота, на которой еще наблюдается эхо, называется *кри-*

тической частотой. В приближении, при котором справедлива формула (312), критическая частота равна

$$f^{(0)} = p_{\max}/2\pi$$

(деление на 2π необходимо, чтобы выразить частоту в Гц, а не в радианах в секунду).

Концентрация электронов как функция высоты должна быть непрерывной. Следовательно, вблизи ее максимума градиент концентрации электронов по высоте должен быть мал. Волна с частотой, чуть меньшей, чем P_{\max} , проникает почти до точки максимума. При этом она проходит некоторое расстояние в области, где ω лишь ненамного превышает p , и групповая скорость мала. В результате вблизи критической частоты времена запаздывания и действующие высоты оказываются большими. Приведенные рассуждения позволяют объяснить вид кривой $h' \sim p$, показанной на рис. 79.

Чтобы понять особенности ионограммы, изображенной на рис. 80, необходимо вернуться к уравнению (305) и учесть силу Лоренца. Тогда вместо (312) мы получим выражение

$$n^2 = 1 - \frac{p^2}{\omega^2 - \frac{1}{2}\omega^2\omega_T^2(\omega^2 - p^2)^{-1} \pm \sqrt{\frac{1}{4}\omega^4\omega_T^4(\omega^2 - p^2)^{-2} + \omega^2\omega_L^2}}, \quad (314)$$

где ω_T и ω_L — соответственно поперечная и продольная гирочастоты, определяемые согласно уравнению (257), в котором B представляет собой соответственно поперечную и продольную относитель-

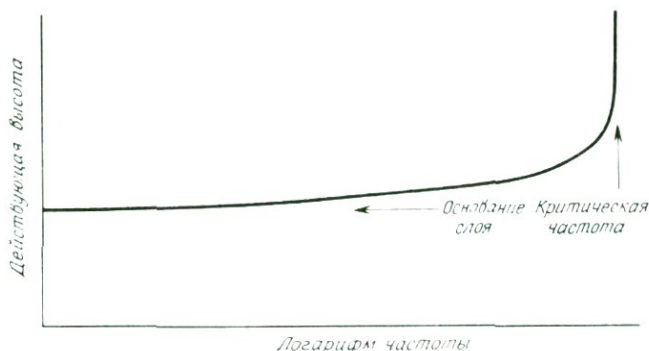


Рис. 79. Зависимость действующей высоты от плазменной частоты для одиночного чепменовского слоя.

4.2. Ионосфера

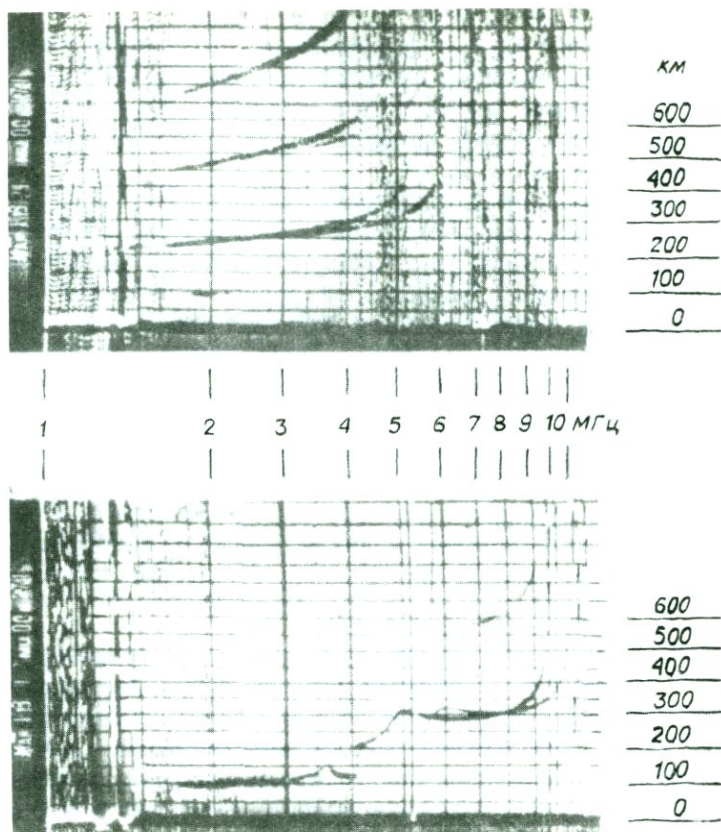


Рис. 80. Типичные ионограммы для ночного (вверху) и дневного (внизу) времени. По оси частот масштаб логарифмический, а по оси действующих высот — линейный. Справа от кривой, соответствующей обыкновенной волне, заметна кривая для необыкновенной волны. Верхние и средние кривые на верхней ионограмме обусловлены многократным пробегом в результате отражения от Земли. Ионограммы представлены директором Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики в Канберре и используются с его разрешения.

но направления распространения волны компоненту магнитного поля.

Если учесть силу трения в уравнении (305), то в уравнении (314) нужно будет вместо p^2 подставить $p^2(1 - \nu/\omega)^{-1}$. Уравнение (314) известно как уравнение Эпплтона — Хартри. Его подробный вывод можно найти в работе [621].

Наличие знаков « \pm » в (314) показывает, что плазма в магнитном поле обладает двойным лучепреломлением. По аналогии с оптикой волна, которой соответствует знак плюс, называется обыкновенной волной, а волна, которой соответствует знак минус, — необыкновенной.

Обыкновенная волна распространяется приблизительно так же, как и в отсутствие магнитного поля (а если она распространяется поперек магнитного поля, то в точности так же). В частности, показатель преломления обыкновенной волны обращается в нуль (т. е. обращается в нуль групповая скорость) при $p = \omega$. Следовательно, обыкновенная волна оставляет на ионограмме такой же след, как в описанном выше случае, когда магнитное поле отсутствует, причем критическая частота для этой волны является точной мерой максимальной электронной концентрации. Показатель преломления необыкновенной волны обращается в нуль там, где p становится равным некоторой частоте, которая меньше ω . Поэтому след, который необыкновенная волна оставляет на ионограмме, лежит ниже следа от обыкновенной волны и продолжается до более высокой критической частоты, обозначаемой f^N .

СТРУКТУРА ИОНОСФЕРЫ. На рис. 80 показаны две типичные ионограммы. Ионограмма, полученная в ночное время, весьма похожа на вышеописанную в предположении, что имеется один слой чепменовского типа с максимальной плазменной частотой 5,2 МГц на высоте 350 км. Радиозондирование с земной поверхности ничего не говорит об ионосфере над уровнем максимальной электронной концентрации.

Ионограмма, полученная в дневное время, более сложна. Она образована тремя простыми кривыми или их частями. Самая нижняя свидетельствует о наличии тонкого слоя на высоте около 100 км с критической частотой 3,5 МГц. Над ним находится часть другого слоя, которая переходит в основной слой с критической частотой 9,6 МГц. Эти слои обозначаются соответственно E, F1 и F2.

Уравнения (295) и (296) показывают, что частота f^0 должна изменяться в зависимости от зенитного угла Солнца χ и что ночью слой должен пропадать. E-слой ведет себя более или менее в соответствии с этим правилом. Слой F1 также, в общих чертах, подчиняется этим уравнениям, хотя в пределах этого слоя редко образуется выраженный максимум электронной концентрации. Однако слой F2 ведет себя совершенно по-иному. Он сохраняется в течение ночи и максимальная электронная концентрация может даже возрасти в темное время суток.

Чтобы понять такое поведение, следует более детально рассмотреть ионный баланс в ионосфере. Можно было бы подумать, что благодаря широкому спектру солнечного излучения и разнообразию составляющих атмосферы должно образоваться множество ионизированных слоев. Наиболее эффективно поглощается в атмосфере излучение в диапазоне длин волн от 14 до 80 нм, которое вызывает максимальную ионизацию на высотах около 150 км. Более коротковолновое излучение ($\lambda < 14$ нм), так же как и более длинноволновое ($80 \text{ нм} < \lambda < 103 \text{ нм}$) обладает большей проникающей способностью и вызывает ионизацию главным образом на высоте около 110 км. Излучение с длиной волны, большей, чем 103 нм, проникает до высоты 90 км и ниже, но может ионизировать только NO и возбужденные молекулы O₂.

Излучение, проникающее до высоты 110 км, ответственно за существование E-слоя. В этой области (называемой E-областью) время жизни электронов невелико и электронная концентрация определяется динамическим равновесием между процессами рождения и гибели ионов, как это описано в разд. 4.2.

Измерения электронной концентрации, выполненные с помощью ракет, показывают, что, начиная от пика в E-слое, электронная концентрация остается почти постоянной до слоя F1. Ионизация в слое F1 порождается излучением в диапазоне 14—80 нм. В этом более высоком слое необходимо учитывать два других фактора, а именно изменчивость коэффициента рекомбинации с высотой и переход от атмосферы с преимущественно двухатомными молекулами (N₂) к атомарной атмосфере (O). Благодаря последнему обстоятельству, условие баланса электронной концентрации изменяется и вместо (300) имеем

$$N = q/\beta, \quad (315)$$

где β — другой коэффициент рекомбинации [499, с. 114]. В области F₂ важную роль играет диффузия электронов, и профиль электронной концентрации определяется балансом между рождением и гибелью ионов и диффузией. Суммарный эффект приводит к появлению максимума N на высоте около 250 км, значительно выше области ионизации.

Концентрация ионов быстро убывает ниже 90 км. Но нижняя часть ионосферы между 90 и 65 км, которую называют D-областью, играет важную роль в распространении радиоволн. Это единственная часть ионосферы, где одновременно ионная концентрация и давление достаточно велики для того, чтобы стало заметным поглощение, связанное с диссипативным членом в уравнении

(305). Для радиоволн, проходящих через ионосферу, основная часть потерь за счет столкновительного поглощения приходится на эту область. Ионизация возникает благодаря мягкому рентгеновскому излучению Солнца. Концентрация быстро падает при заходе Солнца. Некоторую информацию о концентрации ионов в D-слое можно получить, определяя минимальную частоту, на которой отраженный сигнал еще достаточно силен и может быть обнаружен на дневной ионограмме. Более подробно этот вопрос будет разобран в разд. 4.6.

Проводимость ионосферы. Для вычисления характерной величины проводимости в ионосфере можно воспользоваться формулами, выведенными в разд. 4.1. При этом нужно оценить ν , т. е. частоту столкновений как для электронов, так и для ионов (в предположении, что это ионы N_2^+) и концентрацию электронов N . Чтобы получить реальные, хотя и не обязательно очень точные величины, мы будем считать, что частота столкновений пропорциональна давлению, которое экспоненциально убывает с характерной высотой $H = 10$ км. Далее, предположим, что $\nu_e = \omega_e$ (гирочастоте электронов) на высоте 80 км, а $\nu_i = \omega_i$ на высоте 140 км [484, с. 123].

Концентрация ионов в ионосфере очень изменчива и зависит от времени суток, сезона, широты и числа солнечных пятен. Для того чтобы иметь некоторое представление о характерных значениях ионной концентрации в зависимости от высоты, стандартные величины были собраны в специальную Международную модель ионосферы [485], напоминающую Международное эталонное геомагнитное поле или Стандартную атмосферу. В качестве примера на рис. 81 показан ориентировочный график электронной концентрации для 42° ю.ш. в полдень в июле [292].

На рис. 77 показаны зависимости продольной, педерсеновской и холловской подвижностей от высоты согласно уравнениям (265, 271, 274). Объединяя их с зависимостью N , полученной из рис. 81, мы получаем графики проводимости, изображенные на рис. 82.

Используя уравнение (264), мы должны считать продольные и педерсеновские подвижности электронов отрицательными и, следовательно, складывать абсолютные величины подвижностей. Холловские подвижности имеют один и тот же знак, и поэтому мы должны вычитать абсолютные величины подвижностей. Продольная проводимость обусловлена в основном электронами благодаря их высокой подвижности. Педерсеновская проводимость связана прежде всего с положительными ионами, поскольку, хотя подвижности электронов и ионов достигают одной и той же максимальной

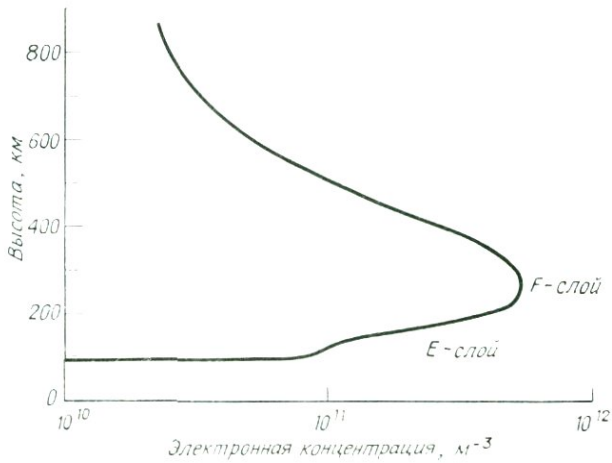


Рис. 81. Распределение электронной концентрации в ионосфере на широте 42° в полдень в июле согласно Международной модели ионосферы.

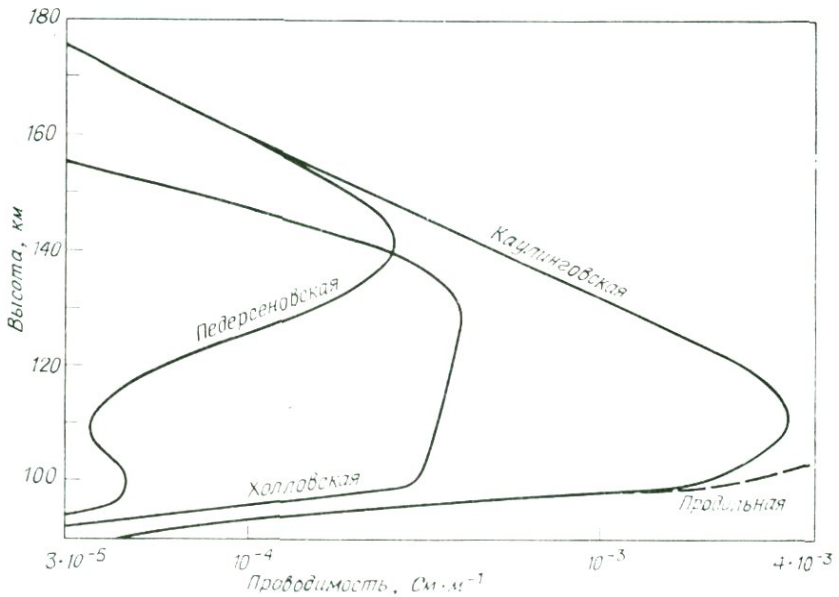


Рис. 82. Продольная, педерсеновская, холловская и каулинговская проводимости в типичной дневной ионосфере, описываемой представляемыми на рис. 77 и 81 распределениями параметров.

величины, электронная педерсеновская подвижность максимальна там, где концентрация ионов настолько мала, что почти не дает вклада в проводимость. Впрочем, небольшой пик на высоте 100 км обязан своим появлением именно электронной проводимости. Холловская проводимость обусловлена именно различием подвижностей электронов и положительных ионов и исчезает там, где они сравниваются, т. е. на высоте чуть больше 170 км.

Важным с точки зрения геомагнетизма параметром ионосферы является интегральная (по высоте) проводимость. Интегрирование представленных на рис. 82 проводимостей дает 9 См для интегральной педерсеновской и 20 См для интегральной холловской проводимости.

Ниже 80 км все проводимости оказываются пренебрежимо малыми, вследствие чего становится невозможным существование вертикальных токов. Дело в том, что, как и в любом проводнике, на нижней границе ионосферы накапливаются электрические заряды, которые препятствуют возникновению вертикальных токов. Это обстоятельство нужно учитывать при исследовании токов в ионосфере.

Действие этих пространственных зарядов проявляется в том, что они не выпускают ток за пределы горизонтальной плоскости; таким образом, ионосфера ведет себя как тонкий горизонтальный проводящий лист (с приблизительно такой же общей проводимостью, как у медного листа толщиной 0,4 мкм). Можно рассчитать эффективные проводимости для различных направлений в горизонтальной плоскости. Пусть координатные оси направлены так, как показано на рис. 83, а именно ось Z направлена параллельно \mathbf{B} , ось

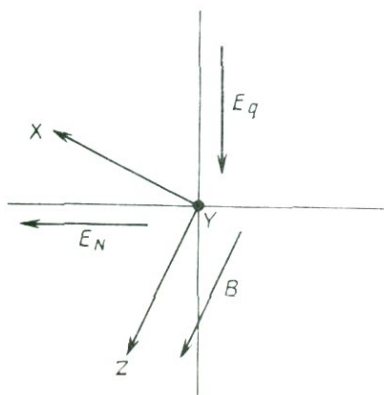


Рис. 83. Координатная система, используемая при вычислении анизотропной проводимости слоя.

X лежит в плоскости магнитного меридиана, а ось Y — в горизонтальном направлении на восток. Магнитное склонение обозначим I . Если электрическое поле имеет только направленную к северу компоненту E_N и вертикальную компоненту E_q , обусловленную пространственными зарядами, уравнения (277) и (278) можно записать в виде

$$J = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_N \sin I - E_q \cos I \\ 0 \\ E_N \cos I + E_q \sin I \end{pmatrix}, \quad (316)$$

откуда следует

$$J_X = \sigma_1(E_N \sin I - E_q \cos I), \quad (317)$$

$$J_Y = -\sigma_2(E_N \sin I - E_q \cos I), \quad (318)$$

$$J_Z = \sigma_0(E_N \cos I + E_q \sin I). \quad (319)$$

Далее, вертикальный ток равен

$$J_{\text{вниз}} = J_Z \sin I - J_X \cos I = 0. \quad (320)$$

Подставляя в последнее выражение (317) и (319), получаем

$$E_q = \frac{-(\sigma_1 - \sigma_0)E_N \sin I \cos I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}.$$

Компонента тока в северном направлении равна

$$\begin{aligned} J_N &= J_X \sin I + J_Z \cos I = \\ &= E_N \sigma_1 \sigma_0 (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}, \end{aligned} \quad (321)$$

и, следовательно, можно определить эффективную проводимость, связывающую северную компоненту тока с компонентой электрического поля в том же направлении

$$\sigma_{\text{НСН}} = \sigma_1 \sigma_0 (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}. \quad (322)$$

Аналогичным образом можно найти связь между компонентой тока в восточном направлении и компонентой поля в северном направлении

$$\sigma_{\text{ТН}} = J_Y / E_N = -\sigma_2 \sigma_0 \sin I (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}. \quad (323)$$

Теперь рассмотрим случай электрического поля, направленного к востоку, E_y :

$$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \sigma_1 & \sigma_2 & 0 \\ -\sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -E_q \cos I \\ E_y \\ E_q \sin I \end{pmatrix}. \quad (324)$$

В этом случае поле электростатических зарядов определяется формулой

$$E_q = E_y \sigma_2 \cos I (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1}$$

Проводимость, связывающая северную компоненту тока с восточной компонентой поля, равна

$$\sigma_{\text{N-E}} = \sigma_2 \sigma_0 \sin I (\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I)^{-1} = -\sigma_{\text{E-N}}, \quad (325)$$

а проводимость, связывающая восточные компоненты поля и тока, находится из следующего выражения:

$$\sigma_{\text{E-E}} = \frac{(\sigma_2^2 + \sigma_1^2) \cos^2 I + \sigma_1 \sigma_0 \sin^2 I}{\sigma_0 \sin^2 I + \sigma_1 \cos^2 I}. \quad (326)$$

Эти формулы можно упростить, поскольку почти всюду в ионосфере $\sigma_0 \gg \sigma_1$ или σ_2 . Следует различать две области — узкую зону вблизи экватора, где $\sin^2 I \ll (\sigma_1/\sigma_0)$, и все другие широты, где $\sin^2 I \gg (\sigma_1/\sigma_0)$. Мы обозначим эти два случая соответственно $I = 0$ и $I \neq 0$. В приближении $I \neq 0$ получаем

$$\sigma_{\text{N-N}} = \sigma_1 / \sin^2 I, \quad (327)$$

$$\sigma_{\text{E-N}} = -\sigma_2 / \sin I = -\sigma_{\text{N-E}}, \quad (328)$$

$$\sigma_{\text{E-E}} = \sigma_1; \quad (329)$$

для $I = 0$ имеем

$$\sigma_{\text{N-N}} = \sigma_0, \quad (330)$$

$$\sigma_{\text{E-N}} = \sigma_{\text{N-E}} = 0, \quad (331)$$

$$\sigma_{\text{E-E}} = (\sigma_2^2 + \sigma_1^2) / \sigma_1 = \sigma_{\text{E}}, \quad (332)$$

Проводимость, определяемая формулой (332), называется *каулинговской проводимостью*. Роль этой проводимости будет обсуждена в разд. 4.4.

Высокая проводимость, существующая, как это следует из формулы (330), в северном направлении, в действительности не реализуется, потому что силовые линии, вдоль которых действует про-

дольная проводимость, отклоняются вниз по мере удаления от экваториальной плоскости к северу и к югу. В результате в нижней части ионосферы накапливается дополнительный пространственный заряд, достаточный для того, чтобы нейтрализовать любое продольное поле в экваториальной плоскости. Поэтому из уравнения (230) просто следует, что электрическое поле на экваторе ориентировано в западно-восточном направлении.

Ход каулинговской проводимости в предположении, что ионная концентрация распределена согласно рис. 81, показан на рис. 82. Ее интегрирование по высоте дает интегральную проводимость 98 См (по сравнению с 9 См для σ_1 и 20 См для σ_2).

НЕКОГЕРЕНТНОЕ РАССЕЯНИЕ. Это еще один и очень богатый возможностями метод зондирования ионосферы. Когда в ионизированном газе распространяется радиоволна с длиной волны, меньшей, чем длина свободного пробега электронов, каждый электрон независимо от других в процессе, который называется томсоновским рассеянием, вносит вклад в слабое рассеянное излучение. Для зондирования ионосферы частота волны, излучаемой передатчиком, должна находиться в пределах от 50 до 500 МГц. Обычно волна имеет импульсный характер с длительностью импульса 100 мкс и пиковой мощностью в несколько мегаватт.

Полная мощность рассеянного сигнала определяется концентрацией ионов и отношением температуры электронов к температуре ионов [499, с. 85]. Рассеянный сигнал обладает расширенным (за счет доплеровского эффекта) спектром, причем ширина спектра характеризует (ионную) температуру, а средняя частота — скорость течения газа. По деталям формы спектра можно определить также частоту столкновений ν . Поскольку \mathbf{V} известно, величин N (концентрация ионов) и ν достаточно, чтобы рассчитать проводимость σ . Если известны три компоненты скорости как в E -, так и в F -слоях, то в последнем \mathbf{v}_\perp (перпендикулярно \mathbf{V}) можно интерпретировать как $\mathbf{E} \times \mathbf{V}/B^2$ [уравнение (276)]. Отсюда определяется электрическое поле \mathbf{E} . Это фактически поле пространственных зарядов в E -слое, спроектированное вдоль силовых линий в F -слое. Итак, в уравнении

$$\mathbf{J} = \sigma(\mathbf{v} \times \mathbf{V} + \mathbf{E})$$

все величины в правой части могут быть определены методом некогерентного рассеяния и можно найти плотность тока. Данный пример взят из обзора [76]. Сравнивая ток \mathbf{J} , найденный таким образом, с вариациями геомагнитного поля, можно определить роль внеионосферных токов.

4.3. МАГНИТОСФЕРА

Со времен Шмидта [520] было ясно, что главная фаза магнитной бури почти наверняка обусловлена кольцевым током, опоясывающим Землю приблизительно в экваториальной плоскости. Ясно также, что поведение этого кольцевого тока определяется прежде всего Солнцем. Чепмен и Ферраро [129] высказали предположение, что от Солнца по направлению к Земле движется облако плазмы. Они рассмотрели несколько моделей, включая тонкий слой плазмы, сталкивающийся с геомагнитным полем.

Как было показано в разд. 2.3, силовые линии не могут двигаться относительно достаточно хорошего проводника. Характеристикой проводимости фактически является магнитное число Рейнольдса $2\pi\mu\sigma L^2/T$, которое пропорционально квадрату характерного размера L и обратно пропорционально характерному времени процесса T . Таким образом, благодаря большому пространственному масштабу, а также отсутствию столкновений плазма, движущаяся от Солнца, должна, скорее всего, вести себя как хороший проводник в той мере, в какой понятие проводимости вообще приложимо к такой разреженной плазме.

СОЛНЕЧНЫЙ ВЕТЕР. Последующие исследования показали, что существует постоянное течение плазмы (главным образом, протонов и электронов), движущейся в радиальном направлении от Солнца. Этот поток плазмы был назван *солнечным ветром*.

Плазму приводит в движение градиент давления вблизи фотосферы (видимой поверхности Солнца). Благодаря этому градиенту, конкурирующему с гравитационным полем Солнца, солнечный ветер достигает земной орбиты со сверхзвуковой скоростью при числе Маха около 8.

Если считать солнечный ветер проводящей жидкостью, то тогда магнитное поле, присутствовавшее в плазме до того, как она покинула Солнце, будет уноситься вместе с ней. Вращение Солнца существенным образом влияет на вид этого магнитного поля. Рассмотрим точку, лежащую на солнечном экваторе (рис. 84), и пусть A, B, C, D — ее положения в четыре последовательных момента времени. Буквами A', B', C', D' обозначим места, куда пришла в некоторый фиксированный момент времени плазма, выброшенная из упомянутой точки, когда она находилась соответственно в положениях A, \dots, D . Таким образом, силовая линия, пересекающая солнечную поверхность вблизи точки D , приобретает спиральную форму, хотя сама плазма движется по радиусу, как показано стрелками на рис. 84.

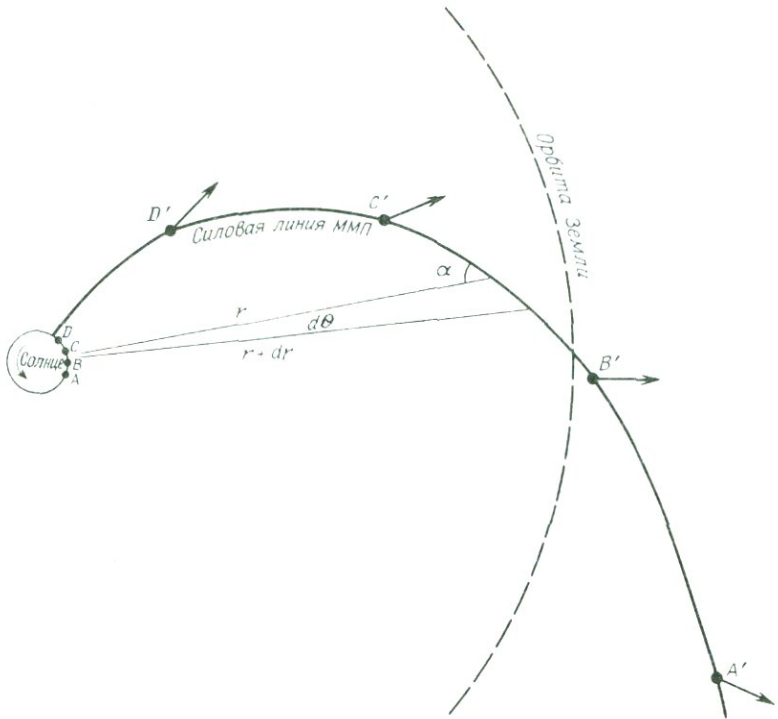


Рис. 84. «Шланговая» спираль, изображающая силовую линию межпланетного магнитного поля (ММП), и ее связь с направлением солнечного ветра, которое показано стрелками.

Чтобы определить форму спирали, рассмотрим две ее близкие точки с координатами (r, ϑ) и $(r + dr, \vartheta + d\vartheta)$. Дифференциальное уравнение спирали таково:

$$\operatorname{tg} dr/v = d\theta/\Omega,$$

где v — скорость солнечного ветра, а Ω — угловая скорость вращения Солнца. Наибольший интерес представляет угол α между силовой линией и радиус-вектором. Из простых геометрических соображений видно, что

$$\operatorname{tg} \alpha = r(d\theta/dr) = r\Omega/v.$$

Подставляя типичное для v значение 400 км/с, находим, что на орбите Земли

$$\alpha = 1. \quad (333)$$

Этот тип спирали был исследован Чепменом [122], рассматривавшим случай, когда частицы испускаются одиночной точкой на поверхности Солнца. Им же придумано название — *шланговая спираль*.

Поле, направленное приблизительно под углом 45° к линии Солнце — Земля, называется *межпланетным магнитным полем* (ММП). Справедлива ли модель, в которой солнечный ветер считается проводящей жидкостью или нет, но космические аппараты зарегистрировали в окрестности Земли магнитное поле величиной в несколько нТл.

Полный магнитный поток, покидающий Солнце, должен, разумеется, быть равным нулю, поэтому секторы, в которых поток направлен наружу, уравновешены секторами, где поток направлен внутрь. О потоке на высоких гелиографических широтах мало что известно, но вблизи эклиптики (почти совпадающей с экваториальной плоскостью Солнца) большие секторы с магнитным потоком, направленным наружу, перемежаются с секторами, где поток направлен внутрь. Ширина этих секторов, как правило, достигает 90° , поэтому Земля может до недели оставаться в пределах сектора с определенной полярностью. Из-за шланговой структуры ММП в секторе с наружным потоком чаще всего бывает направлено с утренней на вечернюю сторону и наоборот. Однако в солнечном ветре существует значительная турбулентность, и направление ММП может быть весьма изменчивым, причем на Земле часто появляется ощутимая составляющая в северном или южном направлении.

По мере того как солнечный ветер набегает на геомагнитное поле, открываются две возможности: либо солнечный ветер отклоняется, чтобы обогнуть геомагнитное поле (как обтекает препятствие вода), либо магнитное поле сметается с пути движущейся проводящей жидкости. Какая из этих возможностей реализуется, зависит от соотношения давлений плазмы и магнитного поля. Если больше давление солнечного ветра, то он отбросит магнитное поле со своего пути, если же больше давление магнитного поля, оно вынудит проводящую жидкость избегать области, где поле сосредоточено. На самом деле происходит и то и другое. Вдали от Земли поле слабо, и оно «поджимается» солнечным ветром. Ближе к Земле давление магнитного поля достаточно, чтобы заставить солнечный ветер обтекать его. При этом образуется полость, в которой заперто магнитное поле Земли и куда не может проникнуть солнечный ветер. Эта полость называется *магнитосферой*. Существование такой полости было предсказано Биркеландом [68], но впервые описано в современной форме Голдом [233]. Реальная ситуация выглядит

сложнее, и на самом деле наблюдается некоторое проникновение солнечного ветра внутрь магнитосферы.

СИСТЕМА КООРДИНАТ L, B . Положение точки в магнитосфере можно задавать с помощью полярной сферической системы координат. Однако ввиду особой важности силовых линий геомагнитного поля удобно пользоваться координатной системой, где одна из координат постоянна вдоль этих линий. В системе координат, введенной Мак-Илвейном [398], всем точкам, лежащим на одной силовой линии, отвечает одно и то же значение координаты L , которая определяется как расстояние от центра Земли (в земных радиусах R_E), на котором силовая линия пересекает экваториальную плоскость. Координата B имеет одинаковые значения во всех точках, где одинакова величина $|B|$. Значения этих координат в случае дипольного поля показаны на рис. 85. Например, $L = 4$ соответствует силовым линиям, которые пересекают земную поверхность на широте

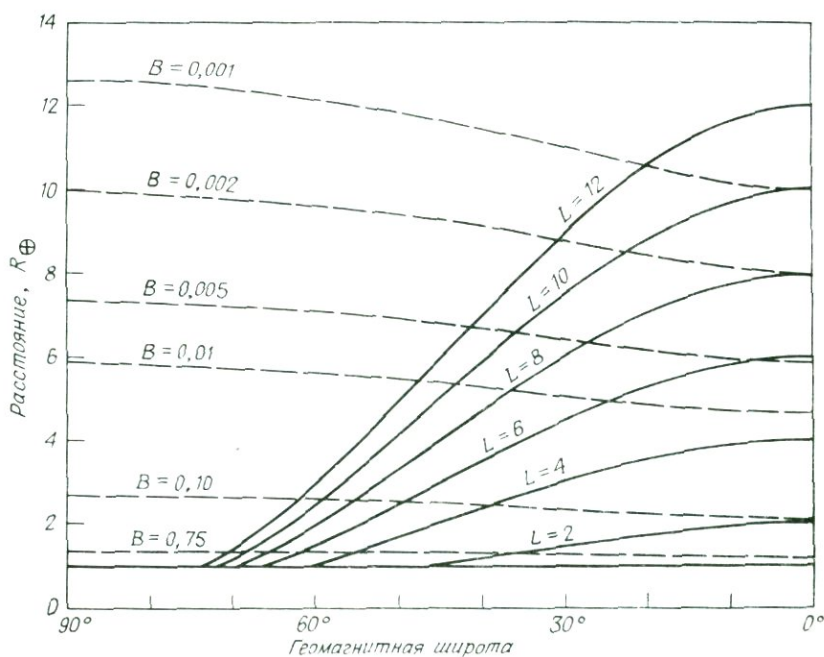


Рис. 85. Зависимость координат L и B от геомагнитной широты и геоцентрического расстояния для дипольного поля. Координата B нормирована к величине поля на поверхности Земли на экваторе.

$\pm 60^\circ$. Иными словами, *инвариантная широта*, соответствующая значению $L = 4$, равна 60° . Инвариантная широта Λ определяется из уравнения

$$L \cos^2 \Lambda = 1.$$

Две точки на земной поверхности, соединенные магнитной силовой линией, называются *сопряженными*. Если бы поле содержало только дипольную составляющую, коаксиальную земной оси, сопряженные точки лежали бы на одной широте; в случае наклоненного диполя — на одной геомагнитной широте. На высоких широтах силовые линии настолько искажены, что понятие сопряженных точек становится бессодержательным.

L — B -координаты неортогональны; более того, их поверхности постоянного уровня становятся параллельными на экваторе. Поверхность, на которой величина L постоянна, называется *L -оболочкой*.

ФОРМА И СТРУКТУРА МАГНИТОСФЕРЫ. Выясним прежде всего, какие условия выполняются на линии Солнце — Земля в упрощенной модели, состоящей из облака идеально проводящей плазмы с плоской границей, приближающегося к Земле, и самой Земли, представленной магнитным диполем с осью, параллельной плоской границе облака. На обращенной к Земле поверхности облака нормальная компонента магнитного поля должна равняться нулю. Это условие выполняется, если к геомагнитному полю прибавить поле мнимого диполя, расположенного внутри облака и удаленного от его поверхности на то же расстояние, что и Земля (см. рис. 9). Отметим, что тангенциальная компонента поля на поверхности облака удваивается по сравнению с полем каждого диполя.

Следует четко понимать, что поле, которое складывается с геомагнитным, возникает не из-за того, что в облаке действительно появляется диполь, а благодаря соответствующему распределению тока на поверхности облака. Этот ток можно связать с движением протонов и электронов, влетающих в область геомагнитного поля и отклоняемых этим полем к востоку (протоны) или к западу (электроны). Оба сорта частиц порождают направленный к востоку ток, усиливающий северную компоненту поля в магнитосфере и уничтожающий поле внутри облака.

Если брать характерные величины, то средняя концентрация частиц в солнечном ветре (N) составит $5 \cdot 10^6 \text{ м}^{-3}$, а средняя скорость (v) — 350 км/с. Практически вся кинетическая энергия солнечного ветра переносится протонами, так что приравнивая давле-

ние солнечного ветра к давлению геомагнитного поля, получаем

$$2Nm v^2 = \frac{1}{2} \mathbf{B} \cdot \mathbf{H} = \frac{1}{2} B^2 / \mu_0,$$

где m — масса протона. Множитель 2 в левой части соответствует идеальному зеркальному отражению. В действительности правильное подставить сюда значение, близкое к единице. С учетом этого обстоятельства получаем

$$B^2 = 2\mu_0 N m v^2. \quad (334)$$

Подставляя приведенные выше значения, находим

$$B = 51 \text{ нТл.}$$

Это — сумма основного поля и поля токов в плазме солнечного ветра. С хорошей точностью можно считать, что поле этих токов совпадает с полем мнимого диполя, о котором говорилось выше. Добавление этого поля удваивает геомагнитное поле в экваториальной плоскости на поверхности облака. Таким образом, давления оказываются равными там, где поле земного диполя равно 25,5 нТл. На поверхности Земли ($r = R_E$) $B = 30\,000$ нТл (на экваторе) и убывает с расстоянием как r^{-3} . Отсюда следует, что равенство давлений имеет место на расстоянии r от центра Земли, равном

$$\begin{aligned} (r/R_E)^3 &= 30\,000/25,5 = 1176,5, \\ r &= 11 R_E. \end{aligned} \quad (335)$$

При таком расчете не учитывается ряд факторов, например статическое давление солнечного ветра, влияние электронов и атомов гелия, давление межпланетного магнитного поля и давление магнитосферной плазмы, но все они оказываются малыми. Результаты этого грубого расчета хорошо согласуются с данными, полученными методом последовательных приближений [439]. За пределами расстояния в $11 R_E$ солнечный ветер в состоянии потеснить геомагнитное поле со своего пути, ближе к Земле — геомагнитное поле заставляет солнечный ветер отклоняться, обтекая магнитосферу. Это взаимодействие определяет границу магнитосферы, которая называется *магнитопаузой*. С дневной стороны она имеет приблизительно полусферическую форму, а с ночной — приблизительно цилиндрическую с диаметром около $40 R_E$, далеко (неопределенно далеко) вытягиваясь в пространство. Этот цилиндр называется *хвостом магнитосферы*.

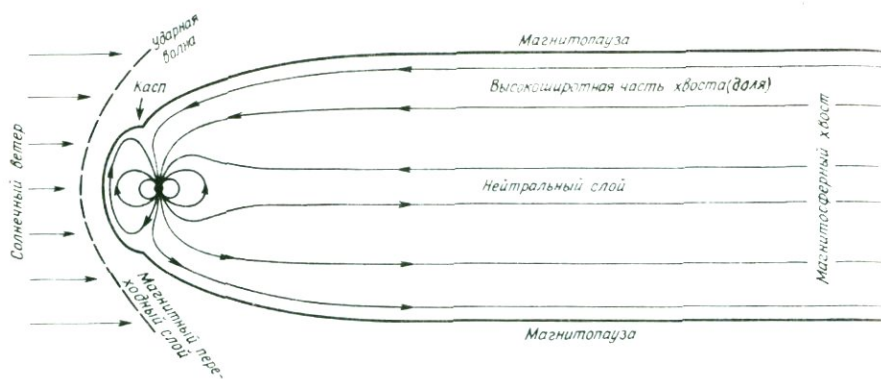


Рис. 86. Силовые линии магнитного поля и структура магнитосферы.

Согласно рис. 85, мы видим, что силовая линия, пересекающая экваториальную плоскость на расстоянии $11 R_E$ (т. е. $L = 11$), достигнет земной поверхности на геомагнитной широте $72,5^\circ$. Силовые линии с более низких широт на дневной стороне слегка поджаты, однако они остаются на дневной стороне. Силовые линии с более высоких широт сносятся солнечным ветром в хвост магнитосферы и вытягиваются далеко от Земли, по крайней мере до орбиты Луны. Поэтому магнитосфера занимает очень протяженный объем, наподобие хвоста кометы, и формируется похожим образом. Магнитосферные силовые линии изображены на рис. 86.

Не следует забывать, что формула (335) справедлива при средних спокойных условиях. При увеличении скорости или плотности солнечного ветра положение магнитопаузы может изменяться. Ощутимые флуктуации могут происходить за время, измеряемое минутами [413].

Благодаря напору потока солнечного ветра магнитосфера постоянно находится в деформированном состоянии. На линии Солнце — Земля сила направлена по нормали к магнитопаузе. В других местах существует упругое напряжение, пропорциональное $mNv^2\cos\vartheta$, где m , N и v обозначают массу, концентрацию и скорость частиц солнечного ветра, а ϑ представляет собой угол между скоростью солнечного ветра и внутренней нормалью к магнитопаузе. Это напряжение состоит из нормальной к магнитопаузе компоненты, пропорциональной $Nmv^2\cos^2\vartheta$, и тангенциальной, которая пропорциональна $Nmv^2\cos\vartheta\sin\vartheta$. Тангенциальное напряжение при угле ϑ , стремящемся к 90° , становится малым и оказывается недостаточным, чтобы растянуть силовые линии до такой степени, как это наблюдается в действительности.

Рассмотрим теперь структуру магнитосферы. Солнечный ветер движется относительно Земли со сверхзвуковой скоростью, поэтому перед магнитопаузой развивается фронт ударной волны. По аналогии с волной, которая развивается перед носом судна, скорость которого выше, чем скорость распространения волн на поверхности воды, эта волна называется *головной ударной волной* магнитосферы. Это область, где частицы солнечного ветра замедляются до дозвуковых скоростей. Область между головной ударной волной и магнитопаузой называется *магнитным переходным слоем*.

Между теми силовыми линиями, которые остаются на дневной стороне, и теми, которые сносятся в хвост магнитосферы, на магнитопаузе есть узкая область нулевого поля. Силовые линии выходят из этой области как в сторону экватора, так и в сторону полюса. Эта область называется *клефтом* или *полярным каспом*. Малая величина магнитного поля в зоне полярного каспа позволяет солнечному ветру в какой-то мере проникать в эту область, вызывая небольшую деформацию магнитопаузы. Внешняя часть хвоста магнитосферы, где проходят силовые линии, которые начинаются в полярных каспах, называется *долей* геомагнитного хвоста.

В центральной части хвоста магнитосферы, вблизи линии, направленной от Солнца, поле в пределах небольшого расстояния меняет свое направление. Рассмотрим часть плоскости эклиптики, лежащую внутри магнитного хвоста. К северу от нее силовые линии направлены в сторону Земли, к югу — в обратную сторону. Следовательно, существует узкая область нулевого поля. Эта область называется *нейтральным токовым слоем* и имеет важное значение для электродинамики магнитосферы.

По величине концентрации плазмы магнитосферу можно разделить на две области. Внутренняя (приблизительно до $L = 4$) содержит холодную (малознергичную) плазму с энергией в несколько эВ и N от 10^9 до 10^{10} м^{-3} [249].

Эта область называется *плазмосферой*. Она вращается вместе с Землей и в какой-то мере защищена от солнечного ветра. Положение ее границы, называемой *плазмопаузой*, меняется от $L = 3,5$ в магнитовозмущенное время до $L = 6$ при очень спокойных условиях. Однако точное положение плазмопаузы известно не очень хорошо. В некоторых моделях [328] предполагается наличие у плазмосферы выступа с вечерней стороны. Обзор работ по этому вопросу дан в [250].

За пределами плазмосферы концентрация плазмы находится в пределах от 10^6 до 10^7 м^{-3} при энергии порядка 1 кэВ. Сильное вли-

яние на плазму оказывает солнечный ветер. Кроме того, присутствует небольшое число энергичных частиц, которые образуют *радиационные пояса*, или *пояса Ван Аллена* (или Вернова — Ван Аллена. — *Перев.*). Они существуют как внутри, так и вне плазмосферы.

Взаимодействие с солнечным ветром является одним из факторов, влияющих на возникновение резкого скачка концентрации плазмы в плазмосфере. Главным источником плазмы в магнитосфере является «испарение» из ионосферы. Внутри плазмосферы плазма находится в ловушке, все силовые линии вращаются вместе с Землей и ограничены областью, лежащей в непосредственной близости от Земли. Плазма находится в динамическом равновесии с ионосферой и ее потери обусловлены главным образом обратным оттоком в ночную ионосферу.

Магнитные силовые линии за пределами плазмопаузы вовлечены в конвекцию, вызванную взаимодействием с солнечным ветром. Они вытягиваются далеко в хвост магнитосферы и теряют плазму при взаимодействии с межпланетным магнитным полем. Поэтому в высокоширотных областях течение плазмы направлено только в одну сторону — прочь от Земли. Это явление называется *полярным ветром*.

Совместное с Землей вращение плазмосферы можно рассмотреть с двух точек зрения. В неподвижной относительно линии Солнце — Земля системе отсчета плазмосфера дрейфует под действием электрического поля

$$\mathbf{E} = -\mathbf{v} \times \mathbf{B} = -(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}, \quad (336)$$

где \mathbf{v} — скорость дрейфа, а $\boldsymbol{\Omega}$ — угловая скорость вращения Земли. В системе отсчета, связанной с Землей, как \mathbf{v} , так и \mathbf{E} обращаются в 0, т. е. скорость дрейфа принимает именно такое значение, при котором в системе отсчета, движущейся вместе с плазмой, электрическое поле отсутствует.

Вследствие асимметрии магнитосферы L -оболочки по мере возрастания L становятся все более асимметричными. Оболочки, которые замкнуты на дневной стороне, с ночной стороны могут уходить далеко в хвост. Это обстоятельство важно иметь в виду, рассматривая возможный механизм инжекции частиц солнечного ветра.

Движение заряженных частиц в магнитосфере. Магнитосфера заполнена заряженными частицами различных энергий, главным образом электронами и протонами. Концентрация частиц настолько низка, что столкновения происходят очень редко, поэтому плазму

можно считать бесстолкновительной всюду, кроме ионосферы, которая образует внутреннюю границу магнитосферы. Средняя длина свободного пробега зависит от энергии. Для частиц с энергией 0,1 эВ эта величина порядка 10^4 км, а для частиц с энергией 1 кэВ порядка 10^{12} км.

Ионы участвуют в нескольких типах движений. Они движутся по спирали вокруг силовых линий геомагнитного поля, как показано в разд. 4.1. Период циклотронного вращения составляет примерно 10^{-6} с для электронов и 10^{-3} с для протонов.

Рассмотрим частицу, скорость которой направлена под углом θ к магнитному полю \mathbf{B} . Составляющая скорости в поперечном относительно поля направлении равна $v \sin \theta$. Если отсутствуют возмущения, обусловленные, например, столкновениями или электрическим полем, частица не может систематически смещаться поперек силовых линий, и при своем движении остается на поверхности силовой трубки, образованной силовыми линиями, проходящими через ларморовскую окружность. Поэтому полный поток в пределах силовой трубки постоянен. Этот поток равен

$$\Phi = B\pi r^2.$$

Как следует из уравнения (256),

$$r = mv \sin \theta (eB)^{-1} \quad (337)$$

и

$$\Phi = \pi(m/e)^2 v^2 \sin^2 \theta B^{-1}. \quad (338)$$

Поток Φ является одним из адиабатических инвариантов. Эта величина остается постоянной, пока изменение магнитного поля за ларморовский период мало по сравнению с самим полем. Адиабатический инвариант часто выражают через магнитный момент движения частицы по ларморовской окружности. Рассматривая эту окружность как контур с током (I — ток, а A — площадь контура), получаем магнитный момент

$$\begin{aligned} m_m &= IA = (ev \sin \theta / 2\pi r) \pi r^2 = \\ &= \frac{1}{2} erv \sin \theta = \\ &= \Phi e^2 (2\pi m)^{-1} = \text{const.} \end{aligned} \quad (339)$$

При движении частицы вдоль силовой линии v не изменяется, так как сила, действующая на частицу, перпендикулярна скорости, поэтому величина $B^{-1} \sin^2 \theta$ остается постоянной. При увеличении B увеличивается и $\sin \theta$ до тех пор, пока B не достигнет величины

$$B_m = \pi(m/e)^2 v^2 / \Phi = B_0 / \sin^2 \theta_0, \quad (340)$$

где индекс 0 соответствует экваториальной плоскости. При таком V угол $\theta = 90^\circ$. Это значит, что ион движется перпендикулярно полю. Дальше вдоль силовой линии ион уже не проникает и поворачивает в обратную сторону. Такая точка называется *точкой отражения*. Ионы наталкиваются на точки отражения в каждом полушарии и, следовательно, совершают колебания вдоль силовых линий между этими точками. Значение V_m определяется только величиной экваториального пич-угла θ_0 и не зависит ни от сорта иона, ни от его энергии. Период осцилляции между точками отражения как для протонов, так и для электронов оказывается порядка 1 с.

Такое движение можно рассмотреть и с другой точки зрения. Силовые линии не параллельны. Поэтому у поля есть компонента, направленная вдоль радиуса ларморовской окружности и порождающая силу, действующую на ион в направлении убывания поля.

Некоторые виды возмущений могут заставить ион дрейфовать от одной силовой линии к другой. Примером является холловский дрейф, вызванный электрическим полем. Положительные и отрицательные заряды дрейфуют в одном и том же направлении, поэтому ток отсутствует. Кривизна силовых линий порождает центробежную силу, которая приводит к появлению дрейфа (см. разд. 4.1).

Возможно, наиболее важный вид возмущения обусловлен радиальным градиентом напряженности \mathbf{B} . Такое движение обсуждалось в разд. 4.1, но его можно рассматривать также качественно с менее формальной точки зрения.

Рассмотрим ион, движущийся по окружности в экваториальной плоскости. На более удаленной от Земли части окружности магнитное поле, действующее на частицу, слабее, чем на более близкой к Земле части. Радиус кривизны траектории, которую описывает ион, равен

$$r = mv/eB$$

и зависит от B , поэтому траектория является окружностью только в однородном поле. Радиус кривизны траектории иона больше на более удаленных от Земли ее участках. Если рассматривать движение ионов со стороны северного полюса в направлении экватора, то оказывается, что положительные ионы вращаются по часовой стрелке, а электроны — против часовой стрелки. Следовательно, разница в радиусе кривизны заставляет положительные ионы дрейфовать к западу, а электроны — к востоку. Движение обоих типов частиц порождает направленный к западу ток. Этот дрейф вместе с дрейфом, обусловленным кривизной силовых линий [см. уравнение (288)], является основной причиной возникновения *кольцевого то-*

ка, предположение о существовании которого было высказано много лет назад для объяснения главной фазы магнитной бури.

В процессе дрейфа отдельной частицы к востоку (электроны) или к западу (протоны) ее ведущий центр движется по поверхности, образованной силовыми линиями с одинаковыми координатами L . Эти силовые линии пересекают экваториальную плоскость приблизительно на одной и той же высоте. Если бы поле было в точности дипольным, то и высота была бы в точности одна и та же.

Эта поверхность называется L -оболочкой и ей приписывается общее для всего семейства силовых линий значение L . Таким образом, ионы двигаются вдоль поверхности постоянного L и колеблются между точками отражения с постоянным B . Частицы, которые участвуют в этих движениях, называются *захваченными*. Они остаются захваченными, пока их не выведет из этого состояния какая-либо иная возмущающая сила, например столкновение или взаимодействие с гидромагнитной волной. Если питч-угол позволяет частице достигнуть ионосферы, где давление газа настолько велико, что столкновения оказываются вероятными, то частица рано или поздно будет потеряна из геомагнитной ловушки. Вследствие искажений основного поля точки отражения в западном полушарии находятся ниже, чем в восточном (рис. 27), в особенности в районе отрицательной аномалии T в Южной Атлантике.

В число важных видов движения плазмы в магнитосфере входит конвекция силовых линий. Следует понимать, что силовые линии представляют собой просто удобный инструмент для описания магнитного поля, и не являются чем-то реально существующим. Когда мы говорим, что силовые линии вморожены в проводник, это всего лишь удобный способ выразить тот факт, что магнитный поток через выделенную поверхность в движущемся проводнике не меняется. В проводящей плазме можно идентифицировать силовую линию с помощью ионов, которые с ней связаны, но когда силовая линия проходит через изолятор, такой, как нижние слои атмосферы, ее идентификация не может быть столь определенной. Мы можем проследить за силовой линией, начиная с какой-либо точки в магнитосфере до проводящих слоев Земли в какой-либо момент времени, основываясь на направлении магнитного поля в этот момент, но та же силовая линия, проходящая через ту же точку в магнитосфере, в последующие моменты может не быть связанной с теми же точками в твердом теле Земли. Таким образом, вращение Земли само по себе не обязательно должно приводить к конвекции силовых линий в магнитосфере. Однако ионосфера вращается вместе с Землей, и этого уже достаточно, чтобы вызвать вращение си-

ловых линий с малыми значениями L вместе с Землей. Силовые линии с большими значениями L участвуют в конвекции, вызванной другой причиной. Солнечный ветер, обтекающий магнитосферу, по-видимому, участвует в каком-то вязком взаимодействии и увлекает за собой периферийную высокоширотную часть хвоста магнитосферы. В работе [308] сделан вывод в пользу механического взаимодействия, обусловленного плазмой солнечного ветра, проникающей в магнитосферу в нейтральных точках (касепе) магнитопаузы. Влияние магнитного поля состоит в том, что оно заставляет все ионы, находящиеся на одной силовой линии, двигаться вместе, так что можно говорить о конвекции силовой линии во внешней части магнитосферного хвоста.

Как было показано в разд. 4.1, движение плазмы относительно наблюдателя связано с наличием электрического поля в лабораторной системе отсчета

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

Силовые линии сохраняют свою «индивидуальность» до ионосферы, поэтому электрическое поле \mathbf{E} появляется в ионосфере полярной шапки, где благодаря холловской и педерсеновской проводимости появляются два токовых кольца. Они сохраняют свое положение относительно полуночного меридиана, и поэтому с распределением токов, которое они порождают, связаны наблюдающиеся в полярной шапке суточные вариации магнитного поля. Эти вариации, описанные в разд. 4.5, обозначают DP2. Такой вид конвективного движения впервые рассмотрен в работе [29]. Следует отметить, что в приведенном выше изложении мы обошли вниманием эффект теплового движения ионов. Поэтому результат представляет собой лишь первое приближение к действительному поведению частиц плазмы. Была отмечена важность отклонения от этого идеализированного поведения, особенно для «горячих» (энергичных) частиц [198]. В данной книге, однако, поведение «горячих» частиц во всей его сложности рассматриваться не будет.

Проникновение ионов вдоль силовых линий в авроральные зоны заслуживает особого упоминания. Такие токи называются *продольными* или *биркеландовскими*. Возможны два различных типа продольных токов. Первый, названный Альвеном [16] *авроральным контуром* I , состоит из пары токовых слоев, которые входят в ионосферу в одном и том же интервале долгот, но на немного различающихся широтах. Ток в контуре может быть направлен в любую сторону. В утреннем секторе слой с втекающим в ионосферу током расположен ближе к полюсу, чем соответствующий слой с током,

вытекающим из ионосферы. Обратная ситуация имеет место в вечернем секторе. Второй тип продольных токов (в терминологии Альвена — *авроральный контур II*) состоит из двух токовых слоев, которые попадают в авроральную зону на одной и той же широте, но на различающихся примерно на 120° долготах, симметрично относительно полуночного меридиана. Втекающий в ионосферу ток находится в утреннем секторе, а вытекающий — в вечернем. Авроральные токовые системы изображены на рис. 87. Двойной слой, упомянутый выше, обозначен D. Полная система токов приближенно описывается суперпозицией двух авроральных контуров I типа (в утреннем и вечернем секторах) и одним контуром II типа.

Авроральный контур II типа порождает в авроральной ионосфере две токовые системы. Педерсеновские токи текут из утреннего на вечерний сектор либо через авроральную зону, либо через полярную шапку. Холловские токи текут перпендикулярно к электрическим полям, порожденным педерсеновскими токами [79]. Эти токи показаны на рис. 88. Холловские токи сопровождаются холловским дрейфом плазмы с полуденной на полуночную сторону через полярную шапку, и в обратную сторону на субавроральных широтах, навстречу холловскому току. Эта картина очень похожа на упомянутый выше при описании поля DP2 конвективный дрейф и может рассматриваться как альтернативная интерпретация.

Интересно отметить, что, если педерсеновская проводимость ионосферы однородна, вертикальные продольные токи вместе с порожденными ими ионосферными педерсеновскими токами не создают на Земле заметного магнитного поля. Это можно показать, если проинтегрировать магнитное поле по симметричному круговому контуру, расположенному под ионосферой, и воспользоваться рассуждениями, изложенными в разд. 1.3.

МОДЕЛЬ ОТКРЫТОЙ МАГНИТОСФЕРЫ. Модель магнитосферы, которую мы до сих пор обсуждали, называется *замкнутой*. В ней межпланетное магнитное поле остается вне магнитосферы, а геомагнитное — внутри, и они не перемешиваются. В последнее время были получены важные свидетельства в пользу того, что ближе к действительности может оказаться другая модель, впервые предложенная Данжи [181].

Если области с противоположно направленными полями сближаются, то конфигурация силовых линий может меняться, как показано на рис. 89. Это явление называется *пересоединением*. Следовательно, если межпланетное магнитное поле, связанное с потоком солнечного ветра, приближающегося к Земле, имеет направленную

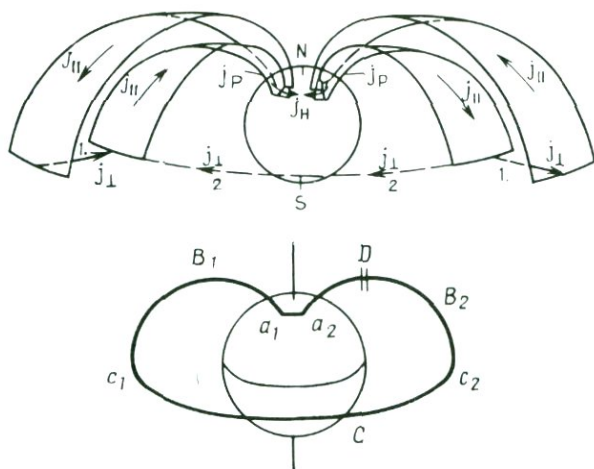


Рис. 87. Продольные токи и авроральные токовые системы I (вверху) и II (внизу) типа. Взято из работы Альвена [16] с разрешения автора (© Американский геофизический союз).

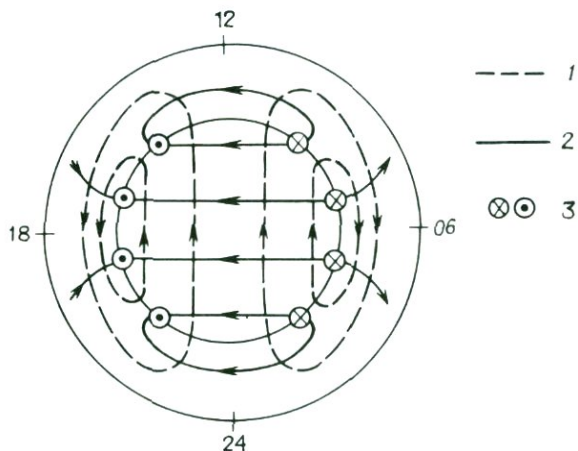


Рис. 88. Холловские и педерсеновские токи в полярной шапке, связанные с авроральной токовой системой II типа. (1 — холловские токи и эквипотенциали; 2 — педерсеновские токи и электрические поля; 3 — биркеландовские токи.) Взято из работы Бострёма [79] с разрешения автора (© 1974, «Рейдель», Дордрехт, Голландия).

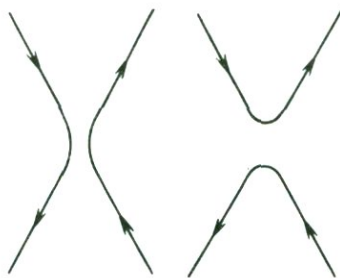


Рис. 89. Пересоединение силовых линий. Левая конфигурация может переходить в правую и обратно.

к югу компоненту, оно может пересоединяться с геомагнитным и образовывать силовые линии, которые, покидая Землю на высоких южных широтах, не возвращаются в сопряженные точки Северного полушария, сливаясь с направленными к югу силовыми линиями межпланетного магнитного поля. Соответственно некоторые из силовых линий межпланетного магнитного поля соединяются с силовыми линиями, идущими к Земле на высоких северных широтах. Схематически это показано на рис. 106. С этим явлением связан один из механизмов, с помощью которого плазма солнечного ветра может «впрыскиваться» в магнитосферу.

Пересоединение происходит также в области каспа. Солнечный ветер, обтекая Землю, увлекает за собой межпланетное магнитное поле, но его силовые линии остаются «приклеенными» к Земле до тех пор, пока далеко в хвосте не начнется обратное пересоединение между противоположно направленными участками силовых линий. Такое пересоединение играет важную роль в некоторых моделях магнитных бурь.

По-другому протекает пересоединение, когда межпланетное магнитное поле имеет северную компоненту. Межпланетное магнитное поле к югу от Земли направлено на север. Силовая линия, идущая на север, может обогнуть Землю, а затем отклониться к югу и соединиться с силовой линией из северной полярной шапки. Соответствующая силовая линия из южной полярной шапки поворачивает к северу, переходя в силовую линию межпланетного магнитного поля со стороны северного полюса. Возможные проявления такого пересоединения описаны в работе [431, с. 80]. Наблюдаемая связь между солнечным ветром и поведением магнитосферы согласуется с выводами, полученными на основе открытой модели магнитосферы.

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ПОЛЯ В МАГНИТОСФЕРЕ. Наряду с описанным выше электрическим полем, связанным с вращением Земли, измерения обнаружили в окрестности Земли крупномасштабное электрическое поле, направленное от утреннего к вечернему сектору. Были предложены различные механизмы [328], объясняющие его возникновение. Важное указание на его природу получено в результате обнаружения того факта, что скорость накачки энергии в магнитосфере близка к нулю, когда это электрическое поле отрицательно (т. е. направлено с вечернего на утренний сектор), и пропорциональна ему, когда оно направлено с утреннего на вечерний сектор [198].

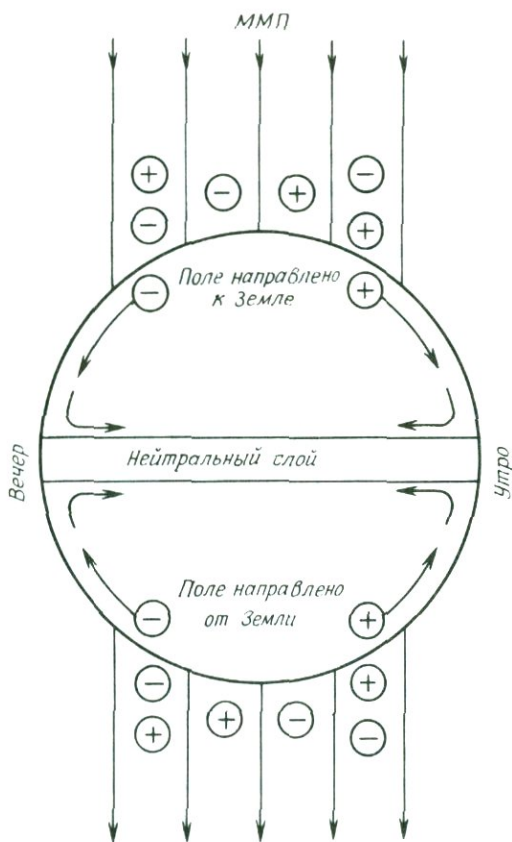


Рис. 90. Вид поперечного сечения хвоста магнитосферы в направлении Земли; показано действие магнитосферного динамо. Положительные и отрицательные ионы солнечного ветра движутся в сторону наблюдателя, обгоняя межпланетное магнитное поле, которое замедляется из-за взаимодействия с геомагнитным полем.

Общепринятый в настоящее время механизм называется *магнитосферным динамо*. (Графическое описание магнитосферного динамо дано в работе [9].) Как уже говорилось, солнечный ветер переносит межпланетное магнитное поле. Проводимость и характерные масштабы в солнечном ветре таковы, что магнитное поле не успевает затухнуть до орбиты Земли. Когда солнечный ветер наталкивается на препятствие, например магнитосферу, пересоединяющиеся силовые линии резко замедляются по отношению к солнечному ветру. Частицы солнечного ветра движутся относительно магнитопаузы со скоростью, составляющей приблизительно половину альвеновской [уравнение (187)], и под действием силы $e\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ электроны как в Северном, так и в Южном полушариях отклоняются вдоль магнитопаузы к вечернему, а протоны — к утреннему сектору, как показано на рис. 90.

В нейтральном слое магнитное поле мало или вовсе отсутствует, так что электрические токи могут течь, не встречая препятствия в виде магнитного поля. Так образуется ток плазменного слоя, играющий важную роль при интерпретации суббурь.

Следует помнить, что форма магнитосферы определяется электрическими токами. Дело не только в том, что ток плазменного слоя может течь в экваториальной плоскости благодаря тому, что в нейтральном слое отсутствует магнитное поле, но и в том, что сам ток поддерживает скачок в направлении магнитного поля между северной и южной поверхностями слоя. Как было сказано в разд. 1.3, любой токовый слой приводит к возникновению скачка в тангенциальной компоненте магнитного поля, который равен плотности тока. Такие самоподдерживающиеся системы токов и разрывов поля были описаны Альвеном [15].

4.4. СУТОЧНЫЕ ВАРИАЦИИ

Если посмотреть на магнитограмму, полученную на любой обсерватории (кроме высокоширотных), то видно, что в течение многих дней запись представляет собой плавную кривую, лишь изредка нарушаемую быстрыми флуктуациями малой амплитуды. Примером может служить показанная на рис. 98 запись от 11 марта. Более того, эти плавные колебания почти не меняются ото дня ко дню. Это явление обладает суточной периодичностью и было названо *суточной вариацией*.

Суточные вариации являются наиболее устойчивыми из всех вариаций. На рис. 91 показан спектр типичной месячной записи горизонтальной компоненты. Вид спектра определяется резкими пиками на частотах 1, 2, и 3 цикла в сутки.

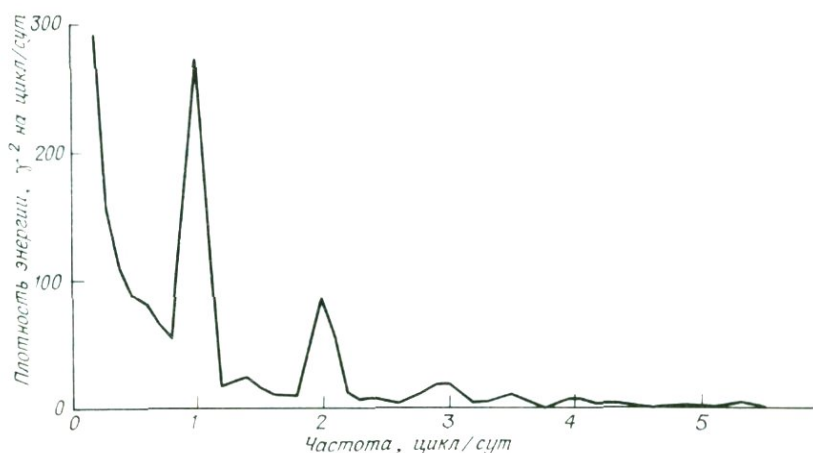


Рис. 91. Спектральная плотность месячного интервала среднечасовых значений горизонтальной напряженности на обсерватории Уотеру. Четко выделяются 24, 12 и 8-часовой периоды. Взято из работы [459] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики в Канберре.

Суточные вариации настолько ярко выражены, что были замечены Грэхэмом еще в 1722 г. Они были объектом интенсивных исследований в конце XIX — начале XX столетия. В результате из всех геомагнитных вариаций они изучены наиболее основательно, хотя некоторые детали еще не выяснены до конца.

Морфология суточных вариаций. Если сравнить магнитограммы, полученные в магнитоспокойное время на двух обсерваториях, расположенных на одной широте, но на разных долготах, то оказывается, что они очень похожи, за исключением того, что фазы колебаний отличаются на угол, соответствующий разнице местного времени на этих обсерваториях. Совершенно разные кривые получаются на одной и той же долготе, но на разных широтах. Таким образом, в первом приближении суточные вариации являются функциями широты и местного времени.

На рис. 92 показаны средние суточные вариации, полученные на ряде обсерваторий на разных широтах в виде функций от местного времени. Общий вид суточных вариаций ясен из анализа этих кривых. Рассмотрим сначала северную компоненту (X). На низких широтах X имеет единственный максимум вблизи полудня и почти не меняется в течение ночи. По мере возрастания широты в обоих полушариях полуденный максимум уменьшается до широт около 35° ,

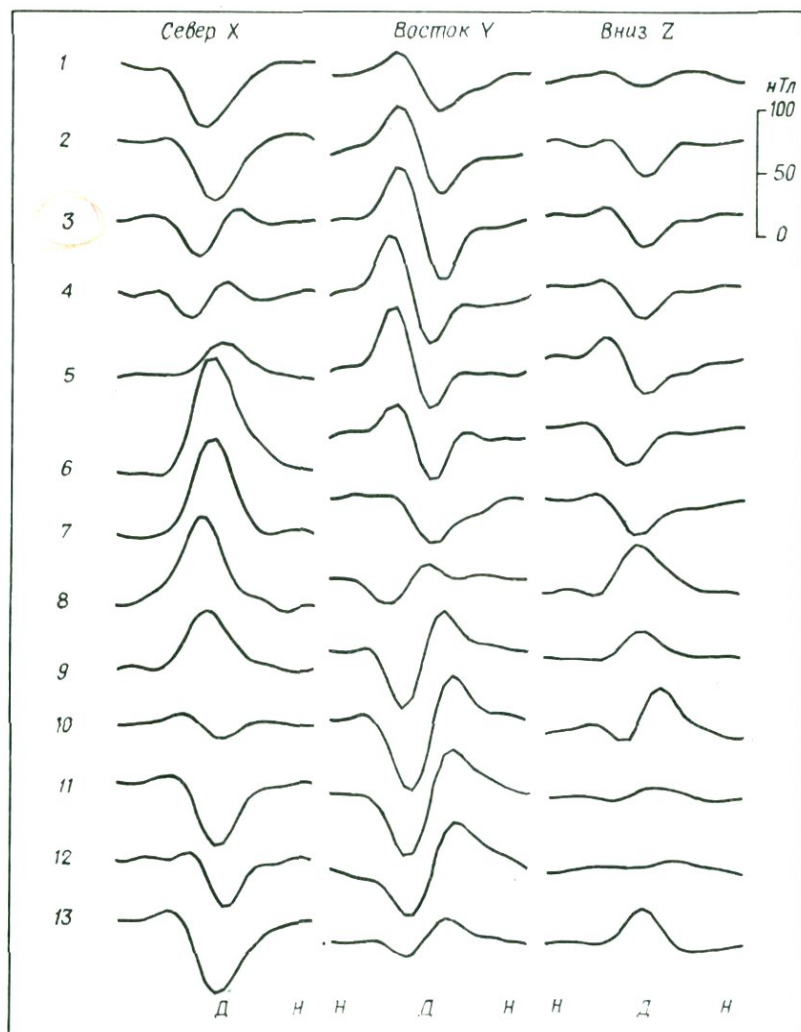


Рис. 92. Поле суточных вариаций в зависимости от местного солнечного времени для обсерваторий, лежащих на разных (географических) широтах. 1 — Нурмиярви, 60,5 °с.ш.; 2 — Валенсия, 51,9 °с.ш.; 3 — Ташкент, 41,4 °с.ш.; 4 — Тусон, 32,2 °с.ш.; 5 — Гонолулу, 21,3 °с.ш.; 6 — Гуам, 13,4 °с.ш.; 7 — Татуока, 1,2 °ю.ш.; 8 — Луанда, 8,8 °ю.ш.; 9 — Тананариве, 18,9 °ю.ш.; 10 — Уотеру, 30,3 °ю.ш.; 11 — Амберли, 43,2 °ю.ш.; 12 — Порт-о-Франсе, 49,4 °ю.ш.; 13 — Аргентина, 65,2 °ю.ш. (Н — полночь, Д — полдень).

где наблюдается только слабовыраженная двойная волна. На высоких широтах в полдень наблюдается минимум. Рассмотрим теперь восточную компоненту (Y). Вблизи экватора вариация невелика. В Северном полушарии Y характеризуется утренним максимумом (т. е. поле направлено к востоку) и послеполуденным минимумом, причем амплитуда растет вместе с широтой. В Южном полушарии фаза противоположна, так что Y характеризуется утренним минимумом и послеполуденным максимумом. Вариации вертикального поля не столь ярко выражены, как в горизонтальных компонентах, но есть общая тенденция к минимуму в Северном полушарии вблизи полудня с наибольшей амплитудой на средних широтах и аналогичному максимуму в Южном полушарии. Общая картина показывает приблизительную симметрию относительно экватора и полуденного меридиана. Поле, которое представлено этими кривыми, можно считать неподвижным относительно линии Солнце — Земля. Каждая точка на Земле движется в этом поле благодаря вращению Земли, вследствие чего наблюдаются суточные вариации.

Следует помнить, что положительное Z соответствует полю, направленному вниз, а отрицательное — полю, направленному вверх. Поскольку Z отрицательно в Южном полушарии, абсолютная величина Z имеет минимум в обоих полушариях. Отметим, что для всех компонент и на всех широтах в ночное время кривые почти горизонтальны.

Можно описать распределение суточных вариаций на поверхности Земли с помощью карты, представленной на рис. 93, где стрелки показывают направление горизонтальных компонент в зависимости от широты и местного времени. В 1887 г. Шустер высказал мысль, что такая конфигурация поля может порождаться либо двумя расположенными над землей токовыми петлями (одной с током, направленным против часовой стрелки в Северном полушарии, другой с противоположным направлением тока — в Южном), либо петлями с противоположно направленными токами, расположенными под поверхностью Земли. Чтобы определить, какая из двух возможностей реализуется в действительности, он обратился к вертикальной компоненте поля. Токовые петли, расположенные под землей, должны порождать поле, направленное вниз днем в Северном полушарии и вверх тоже днем, но в Южном полушарии. Поэтому ему пришлось отказаться от них в пользу токовых петель, расположенных над поверхностью.

Шустер [524] развил эти соображения в количественном отношении, используя методику, разработанную Гауссом (см. разд. 2.1; более подробно этот вопрос будет рассмотрен ниже). В результате

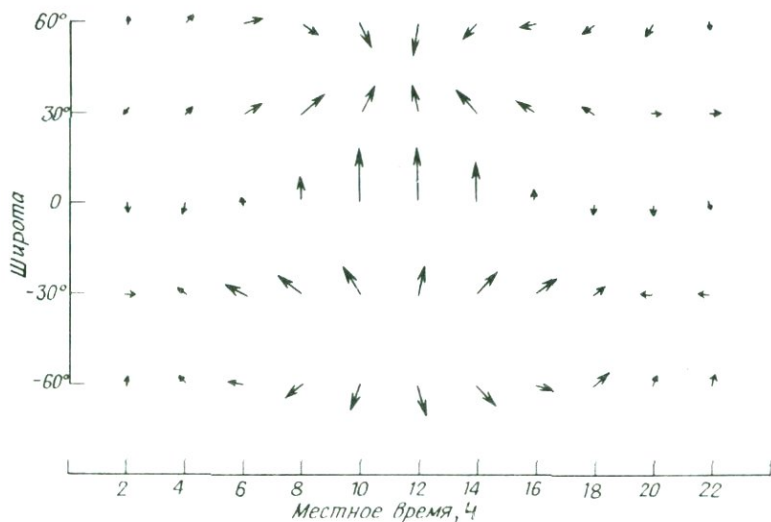


Рис. 93. Стрелками изображена горизонтальная компонента поля суточной вариации при различных значениях широты и местного времени.

проведенного анализа оказалось, что наблюдаемая вертикальная компонента поля суточных вариаций меньше, чем ей следовало быть, если бы она была порождена только токами, текущими над поверхностью Земли. Он пришел к заключению, что токовые петли должны находиться как над землей, так и под землей, хотя главным образом поле определяется именно надземными петлями. Внешняя и внутренняя составляющие суточных вариаций представлены на рис. 113.

Анализ поля суточных вариаций. После работы Шустера поле суточных вариаций неоднократно подвергалось анализу. Наиболее известное представление поля суточных вариаций, в течение многих лет служившее их моделью, принадлежит Чепмену [121], использовавшему данные по 21 обсерватории за 1902 и 1905 гг. В дальнейшем такой анализ был проведен рядом авторов [60, 370, 479]. Большое число обсерваторий, включая временные станции, функционировавшие во время Международного геофизического года (МГГ), дало возможность провести более детальный анализ. Этой возможностью воспользовался целый ряд исследователей [200, 374, 387, 407, 457, 459, 478, 566].

При анализе первым шагом всегда является выделение поля суточных вариаций из наблюдаемого геомагнитного поля. Стандартный подход к решению этой задачи основан на составлении таблиц

наблюдений, где часовые средние значения поля сгруппированы в 24 массива данных, каждый из которых относится к определенному часу местного солнечного времени. По каждому из этих массивов, содержащих данные за месяц или несколько месяцев, производится усреднение. Обычно из целого месяца используется только так называемые *пять международных магнитоспокойных дней*. Некоторые исследователи используют данные за все дни, кроме магнитовозмущенных. Средние значения, относящиеся к определенному часу, можно рассматривать как представление поля вариаций в течение типичных магнитоспокойных суток.

Однако эта простая процедура несовершенна в двух отношениях. Отклонения от среднего по полученным таким образом 24 значениям (их часто называют вариацией) представляют собой переменную, зависящую от времени часть поля. Но нет причины, по которой это среднее значение должно было бы соответствовать нулевому значению поля суточных вариаций. Например, если взглянуть на рис. 92, можно заметить, что среднее значение не представляет собой какой-либо имеющей физический смысл величины. Кажется более естественным принять за нулевой уровень значение поля в ночные часы на почти горизонтальном участке кривой. Вопрос о том, какой уровень принять за начало отсчета, является спорным и общего согласия на этот счет нет. Чепмен [121] принял за начало отсчета среднее значение (т. е. рассматривал только отклонения от среднего). После этого большая часть исследователей использовала какое-либо усреднение по ночным часам. Существуют убедительные теоретические соображения, заставляющие полагать, что поле в ночное время очень мало, но было показано [478], что это относится только к внешнему полю. Та часть суточных вариаций, которая связана с внутренними токами, вполне может оказаться ненулевой в ночные часы. Кроме того, в работе [498] обращено внимание на то, что токи в F-слое также могут порождать поле в ночные часы.

Вторая трудность возникает вследствие того, что вариации даже в спокойный день могут не быть периодическими. Могут существовать длиннопериодные вариации, из-за которых величина поля меняется от ночи к ночи. Основной вклад в это аперiodическое поле обусловлен фазами восстановления после магнитных бурь (см. разд. 4.5). Во время главной фазы обязательно присутствуют нерегулярные флуктуации, так что день, когда она происходит, не может попасть в разряд спокойных. Однако в течение восстановительной фазы суббури обычно не наблюдаются и такие дни могут считаться спокойными.

Наиболее простой способ введения поправки, учитывающей аperiodическое поле, состоит в привлечении дополнительного часа (либо до первого часа суток, либо после последнего), так что используются 25 среднечасовых значений. В случае действительно периодического поля первое и последнее значения из этого ряда должны совпадать. Любое различие можно линейно распределить по остальным 23 среднечасовым значениям. Были отмечены [633] некоторые погрешности линейной коррекции для непериодических вариаций. Аналогичные замечания сделаны в работе [478].

Исправленные среднечасовые значения, усредненные по спокойным дням, представляют вариации поля с периодом в одни солнечные сутки; для исключения основного поля берутся лишь отклонения от выбранного начального уровня. Такое поле называется полем S_q -вариаций. S означает солнечный (solar), а q — спокойный (quiet).

Следующий шаг анализа состоит в нахождении коэффициентов разложения в ряд Фурье периодических вариаций с помощью хорошо известных формул:

$$\begin{aligned} A_m^{(F)} &= (1/12) \sum_{i=1}^{24} E_i \cos mT_i, \\ B_m^{(F)} &= (1/12) \sum_{i=1}^{24} E_i \sin mT_i, \quad m = 1, \dots, M, \\ A_0^{(F)} &= (1/24) \sum_{i=1}^{24} E_i, \quad B_0^{(F)} = 0, \end{aligned} \quad (341)$$

где $T_i = 2\pi i/24$ — местное время, выраженное в угловой мере и E_i представляет собой значение одной из компонент (обычно X , Y или Z) в i -й час местного времени. Нам понадобится обратное соотношение:

$$E_i = \sum_{m=0}^M (A_m^{(F)} \cos mT_i + B_m^{(F)} \sin mT_i). \quad (342)$$

Как видно из рис. 91, величина коэффициентов Фурье быстро убывает с ростом m . Обычно берут $M = 4$.

Использование часовых средних величин вместо полного набора значений позволяет устранить эффект наложения (см. [71], с. 31), но требует небольшой коррекции, обсуждавшейся Чепменом и Бартельсом ([128], с. 562).

Предположение, что S_q зависит только от местного времени и широты, верно лишь в первом приближении. Наблюдается хоть и небольшой, но заметный долготный эффект. Он учитывался Мацу-

шитой и Маедой путем раздельного анализа по трем долготным зонам и Паркинсоном, включившим в разложение несколько долготных членов. Здесь мы примем, что S_q является функцией только широты и местного времени. Поскольку на поверхности Земли не может быть источников магнитного поля, допустимо считать, что S_q -вариация, представляющая собой некоторое реальное магнитное поле, может быть описана с помощью потенциала, удовлетворяющего уравнению Лапласа (разд. 1.3). Следовательно (согласно формуле П92), можно записать потенциал в виде

$$U(r, \theta, \phi) = \sum_{m=0}^M \sum_{n=m}^N A_m \cos mT + B_m \sin mT, \quad (343)$$

где A_m и B_m представляют собой функции только от r и θ , а T — местное время, связанное со всемирным временем t и долготой соотношением

$$T = t + \phi \quad (344)$$

Предел суммирования N зависит от числа и распределения имеющих в нашем распоряжении обсерваторий; на практике использовались значения от $m + 4$ до $m + 9$.

Для того чтобы каждый член в уравнении (343) удовлетворял уравнению Лапласа, представим коэффициенты в виде

$$\begin{aligned} A_m &= \sum_{n=m}^N (a_n^m r^n + \alpha_n^m r^{-n-1}) P_n^m(\cos \theta), \\ B_m &= \sum_{n=m}^N (b_n^m r^n + \beta_n^m r^{-n-1}) P_n^m(\cos \theta), \end{aligned} \quad (345)$$

где a , b , α , β — коэффициенты, которые нужно определить из эксперимента, а r обращается в 1 на поверхности (предположительно) сферической Земли. Чтобы связать эти коэффициенты с измеряемыми величинами, нужно выразить U через компоненты поля. Удобнее иметь дело с (истинными) северной и восточной компонентами (X и Y) вместо H и D . Их нетрудно получить из соотношений:

$$\begin{aligned} \delta X &= \delta H \cos D - H \delta D \sin D, \\ \delta Y &= \delta H \sin D + H \delta D \cos D, \end{aligned} \quad (346)$$

где δ означает часть поля, относящуюся к S_q вариации, а H и D относятся к усредненному по времени геомагнитному полю.

Из уравнения (343) можно найти северную компоненту поля S_q -вариации:

$$X = (1/r)(\partial U / \partial \theta) = \sum_m (\partial A_m / \partial \theta) \cos mT + (\partial B_m / \partial \theta) \sin mT \quad (347)$$

при $r = 1$ и

$$\begin{aligned}\partial A_m / \partial \theta &= \sum_n (a_n^m + \alpha_n^m) (d/d\theta) P_n^m(\cos \theta), \\ \partial B_m / \partial \theta &= \sum_n (b_n^m + \beta_n^m) (d/d\theta) P_n^m(\cos \theta).\end{aligned}\quad (348)$$

Таким образом, $\partial A_m / \partial \theta$ и $\partial B_m / \partial \theta$ можно приравнять к коэффициентам разложения Фурье для X на данной обсерватории. Используя данные с обсерваторий, расположенных в широком диапазоне широт, можно найти такие величины $(a_n^m + \alpha_n^m)$ и $(b_n^m + \beta_n^m)$, которые минимизируют квадрат разности между величинами (348) и коэффициентами разложения Фурье для X .

Если аналогичную процедуру проделать для восточной компоненты, можно получить другие оценки для тех же величин. Этот вывод, обоснованный при анализе главного поля (разд. 2.1), обусловлен предположением, что отсутствуют вертикальные точки через поверхность Земли. В действительности, есть небольшие различия между коэффициентами, полученными по X - и по Y -компонентам. Существуют различные мнения относительно того, какую компоненту следует использовать для определения коэффициентов в уравнении (348).

Вертикальную компоненту можно выразить следующим образом:

$$Z = \partial U / \partial r = \sum_m (\partial A_m / \partial r) \cos mT + (\partial B_m / \partial r) \sin mT, \quad (349)$$

• где при $r = 1$

$$\begin{aligned}\partial A_m / \partial r &= \sum_n [na_n^m - (n+1)\alpha_n^m] P_n^m(\cos \theta), \\ \partial B_m / \partial r &= \sum_n [nb_n^m - (n+1)\beta_n^m] P_n^m(\cos \theta).\end{aligned}\quad (350)$$

С помощью фурье-разложения Z -компоненты можно получить коэффициенты при $P_n^m(\cos \theta)$ в уравнениях (350). Таким образом, из анализа X (или Y)- и Z -компонент можно определить коэффициенты как при r^n , так и при r^{-n-1} в соотношениях (345). Это важно, поскольку a и b представляют часть S_q -вариации внешнего, а α и β — внутреннего происхождения. Последняя будет рассмотрена в гл. 5. Здесь мы только отметим, что для горизонтальных компонент отношение внешнего поля к внутреннему составляет примерно 2:1 и что для объяснения происхождения S_q -вариаций нужно использовать внешнюю часть поля, «очищенную» от внутренней части.

В табл. 6 содержатся коэффициенты, с помощью которых были получены карты, изображенные на рис. 95. Следует обратить вни-

Коэффициенты уравнения (345), [нТл·R(L)]

Сезон	m	n	Внешнее поле		Внутреннее поле		
			a	b	α	β	
Лето северного полушария	1	1	4,47	-3,48	1,22	-1,90	
	1	2	10,50	-1,92	4,83	-0,76	
	1	3	1,19	0,88	-0,02	0,09	
	1	4	-2,19	-0,94	-0,33	0,75	
	2	2	-0,99	3,21	-0,04	2,09	
	2	3	-5,25	1,46	-2,46	1,22	
	2	4	-1,20	0,25	-0,09	0,19	
	2	5	0,18	-0,13	-0,11	-0,12	
	3	3	-0,23	-2,09	-0,31	-1,11	
	3	4	1,04	-0,54	0,30	-0,39	
	3	5	0,07	-0,16	-0,03	-0,20	
	Сентябрьское равноденствие	1	1	0,77	-4,14	-0,81	-1,81
		1	2	12,40	-0,32	5,77	-0,09
		1	3	-0,39	0,57	-0,11	-0,18
		1	4	-3,12	-0,69	-1,19	0,82
2		2	0,93	3,03	0,71	1,65	
2		3	-6,03	1,06	-2,73	1,08	
2		4	-0,16	0,27	0,07	0,03	
2		5	0,29	0,50	0,09	-0,29	
3		3	0,44	-1,72	-0,55	-0,64	
3		4	1,23	-0,82	0,08	-0,64	
3		5	0,00	-0,16	0,00	-0,08	
Лето южного полушария		1	1	-5,45	0,98	-2,22	0,47
		1	2	11,81	-0,89	5,28	-0,34
		1	3	-1,84	0,79	-1,17	-0,14
		1	4	-1,84	-1,22	-0,72	1,08
	2	2	1,51	-1,99	0,69	-0,90	
	2	3	-5,23	1,66	-2,13	1,48	
	2	4	0,88	-0,02	0,19	-0,10	
	2	5	0,43	-0,51	0,32	-0,45	
	3	3	0,04	0,79	0,08	0,39	
	3	4	0,94	-0,84	-0,07	-0,55	
	3	5	0,00	0,18	0,07	0,12	
	Мартовское равноденствие	1	1	-1,48	-0,16	-1,34	0,26
		1	2	12,55	-0,25	6,37	0,01
		1	3	1,05	0,52	-0,25	-0,34
		1	4	-3,57	-0,83	-0,82	1,21
2		2	1,44	0,22	0,93	0,22	
2		3	-6,71	0,70	-2,97	0,79	
2		4	0,43	0,07	0,15	0,33	
2		5	0,09	-0,66	0,27	-0,65	
3		3	-0,34	0,12	-0,18	0,06	
3		4	1,27	-1,11	0,06	-0,91	
3		5	-0,13	-0,11	0,02	0,00	

вание на то, что коэффициенты с $n = m + 1$ оказываются наибольшими для всех периодов. Они соответствуют антисимметричным относительно экватора сферическим гармоникам потенциала. Эти и меньшие по величине коэффициенты с $n = m + 3$ соответствуют симметричной северной и антисимметричным восточной и вертикальной компонентам. Они сохраняют знак независимо от сезона. Коэффициенты с $n = m$ и $n = m + 2$ соответствуют симметричной части потенциала. Они меняют знак весной и осенью и отвечают за сезонные изменения S_q -вариаций.

Другой метод разделения поля на внешнюю и внутреннюю части был впервые предложен Вестином [595] и развит Кале и Вестином [325]. В нем используются поверхностные интегралы, что позволяет оперировать с более тонкими деталями распределения поля, чем при описанном выше гармоническом анализе. Оба метода сталкиваются с затруднениями, когда набор данных беден.

Основой метода является уравнение (П31). Рассмотрим сферу, на поверхности которой нет источников поля, и представим потенциал магнитной индукции U вблизи поверхности S в виде суммы потенциалов полей внешнего U_e и внутреннего U_i происхождения:

$$U = U_e + U_i. \quad (351)$$

Рассмотрим точку P , лежащую вне сферы, и пусть r представляет собой расстояние между точкой P и элементом поверхности dS . Применим уравнение (П31) к функциям U и $(1/r)$:

$$\int [(1/r)(\partial U/\partial n) - U(\partial/\partial n)(1/r)] dS = \int (1/r)\nabla^2 U dv, \quad (352)$$

где n — расстояние, измеренное вдоль направления внешней нормали (вертикально вверх от сферы), и используем тот факт, что

$$\nabla^2(1/r) = 0.$$

Если записать уравнение (352) для U_i и использовать уравнение Пуассона (П28), то получается следующий результат:

$$\begin{aligned} \int [(1/r)(\partial U_i/\partial n) - U_i(\partial/\partial n)(1/r)] dS &= \int (1/r)\nabla^2 U_i dv = \\ &= - \int (1/r)4\pi\rho dv = \\ &= -4\pi U_i, \end{aligned}$$

где ρ — эквивалентная концентрация магнитных «зарядов». Применяя уравнение (352) к U_e , находим

$$\int [(1/r)(\partial U_e/\partial n) - U_e(\partial/\partial n)(1/r)] dS = 0.$$

Складывая два последние уравнения и замечая, что $\partial U/\partial n = Z$, получаем

$$U_i = -(1/4\pi) \int [(Z/r) - U(\partial/\partial n)(1/r)] dS. \quad (353)$$

Для точки P , лежащей внутри сферы, интегрирование по внешней области дает

$$U_e = (1/4\pi) \int [(Z/r) - U(\partial/\partial n)(1/r)] dS. \quad (354)$$

Устремляя внутреннюю и внешнюю точки к одной и той же точке поверхности и вычитая выражение (353) из (354), приходим к следующей формуле:

$$U_e - U_i = (1/2\pi) \int [Z/r - U(\partial/\partial n)(1/r)] dS. \quad (355)$$

В сочетании с равенством (351) эта формула позволяет выразить как U_e , так и U_i через значения Z и U на поверхности. Как было сказано в разд. 2.1, потенциал можно найти, интегрируя северную компоненту, если принять, что потенциал южного полюса равен нулю. Этот метод послужил основой нескольких работ по анализу планетарного распределения суточных вариаций. Аналог этого метода для модели плоской Земли, развитый Гёттингенской школой геофизиков, описан в работе [226, с. 265].

Высокоширотные суточные вариации. По поводу суточных вариаций на высоких широтах следует сделать несколько замечаний. Согласно работе [371], они представляют собой сумму экстраполированных среднеширотных S_q -вариаций и поля, которое некоторые геофизики называют S_q^p (p — polar — полярный), а другие DP2. Их источником, вероятно, является конвекция в магнитосфере. В полярных областях формируется почти постоянная токовая система, ориентация которой определяется направлением на Солнце. Вращение Земли порождает суточную вариацию, обусловленную этим полем. Механизм возникновения такого поля более похож на механизм, связанный с магнитными возмущениями. Поэтому дальнейшее рассмотрение вариаций DP2 мы отложим до разд. 4.5.

Лунные суточные вариации. Вследствие того что Луна обращается вокруг Земли, время между нижними кульминациями Луны составляет приблизительно 24 ч 50 мин, что почти на час больше аналогичного интервала для Солнца. Можно считать, что момент нижней кульминации Луны представляет собой лунную полночь, и принять этот момент за начало отсчета местного лунного времени, т. е. за начало лунных суток продолжительностью 25 ч. В течение

месяца разность фаз между солнечным и лунным временем меняется чуть больше, чем на 2π радиан. Следовательно, в течение месяца на один и тот же час солнечного времени может приблизительно с одной и той же вероятностью приходиться любой час лунного времени.

Если взять месячный массив данных по какой-либо компоненте поля, вычислить для каждого часа солнечного времени среднее за месяц и вычесть эти средние значения из среднечасовых, мы получим разность между полной и суточной вариациями поля. Эти разности можно собрать в 25 групп, каждая из которых соответствует определенному часу лунного времени. Если теперь усреднить значения в пределах каждой группы, мы получим лунную вариацию, которую принято обозначать L .

Так как лунные вариации малы, обычно берут данные за все дни, лишь иногда исключая магнитовозмущенные, поэтому и используется обозначение L , а не L_q . На рис. 94 показан типичный ход найденной таким образом лунной вариации. Ее основной составляющей является 12-часовая синусоида в отличие от S_q -вариации, где 24-часовая компонента несколько больше, чем 12-часовая.

В течение месяца определенный час лунного времени попадает поочередно на все часы солнечного времени, так что каждая точка на рис. 94 представляет результат усреднения по одинаковым интервалам дневных и ночных часов. Если же производить усреднение не по всем дням месяца, а ограничиться данными, соответствующими

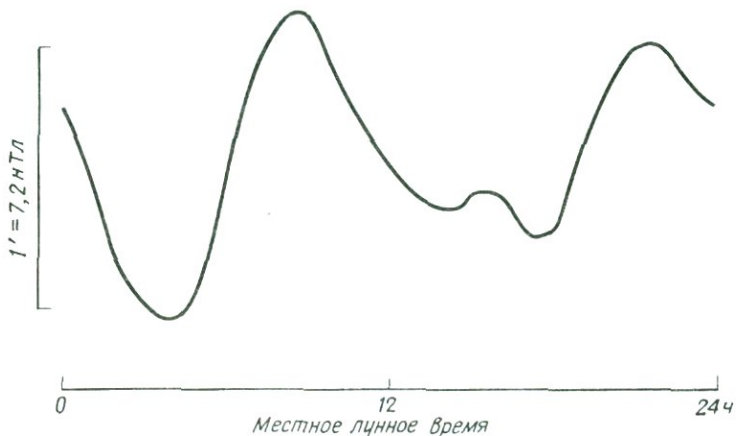


Рис. 94. Лунные суточные вариации D -компоненты. Обсерватория Уотеру, декабрь 1946 г. [453].

ющими определенной фазе Луны, то каждый час лунного времени будет соответствовать лишь ограниченному интервалу часов солнечного времени. Например, вблизи новолуния интервал от 6 до 18 ч лунного времени приходится на дневные часы, а от 18 до 6 ч — на ночные. Получающиеся в результате такого усреднения кривые, соответствующие определенной лунной фазе, похожи на изображенную на рис. 94, но имеют бóльшую амплитуду в дневные часы.

Широтная зависимость L-вариации не слишком отличается от соответствующей зависимости S_q , за исключением того, что переход от низкоширотного к высокоширотному типу кривой для H -компоненты происходит примерно на 20° широты, а не на 35° , как у S_q .

Амплитуда лунных вариаций составляет около $1/20$ от величины солнечной вариации. Однако с точки зрения теории она оказывается в высшей степени интересной, так как любая теория суточных вариаций должна объяснить не только солнечную, но также и лунную составляющую.

ЭКВИВАЛЕНТНАЯ ТОКОВАЯ СИСТЕМА. Если подставить выражение (345) в (343) и использовать (344), можно выразить потенциал внешнего поля S_q в виде следующего ряда:

$$U(r, \phi, t) = \sum_m \sum_n r^n P_n^m(\cos \theta) [\hat{a}_n^m(t) \cos m\phi + \hat{b}_n^m(t) \sin m\phi], \quad (356)$$

где в обозначениях формулы (345)

$$\hat{a}_n^m(t) = a_n^m \cos mt + b_n^m \sin mt,$$

$$\hat{b}_n^m(t) = b_n^m \cos mt - a_n^m \sin mt.$$

Если предположить, что поле порождается токами, текущими по сферической поверхности радиуса R , охватывающей Землю (принимая радиус Земли за единицу), то токовая функция K определяется выражением:

$$K(\theta, \phi, t) = \sum_m \sum_n (K_{n,c}^m \cos m\phi + K_{n,s}^m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta), \quad (357)$$

где, согласно (33),

$$K_{n,c}^m = \hat{a}_n^m (2n+1)(n+1)^{-1} R^n,$$

$$K_{n,s}^m = \hat{b}_n^m (2n+1)(n+1)^{-1} R^n.$$

Таким образом, с помощью формулы (357) можно для любого момента всемирного времени получить карту изолиний K . На рис. 95 показаны четыре такие карты для 0^h всемирного времени, основанные на данных, относящихся к периодам равноденствий и со-

лнцстояний во время Международного геофизического года (МГГ). Токовая функция K обладает тем полезным свойством, что изолинии этой функции являются линиями тока. Густота изолиний пропорциональна поверхностной плотности тока. Ясно видны две токовые петли, предсказанные Шустером.

Если включить в анализ долготные члены, обнаруживается, что система токов не совсем неподвижна относительно направления на Солнце. Она слегка смещается к северу и к югу, реагируя на направление оси диполя, которая наклонена по отношению к оси вращения; причем к югу она отклоняется, когда полдень приходится на Америку, а к северу — когда вблизи полуденного меридиана оказывается Индия. При этом поле суточной вариации также не является функцией только геомагнитной широты. Некоторые детали (например, экваториальная электроструя) определяются магнитной широтой (т. е. местным магнитным наклоном). В 1953 г. Маеда [370] рассчитал положения «полюса S_q -вариации» в том смысле, что, если определять широту по отношению к такому полюсу, отклонение поля S_q от функции широты минимально. Полюс S_q лежит между геомагнитным и географическим полюсами.

Некоторые исследователи отмечали, что центр южной токовой петли, как правило, лежит восточнее, чем центр северной токовой петли. Кроме того, наблюдается четко выраженный сезонный эффект. Токовая петля в летнем полушарии неизменно оказывается более интенсивной, чем в зимнем, зачастую пересекая экватор и захватывая часть зимнего полушария.

При анализе отдельных суток обнаруживается значительная изменчивость эквивалентной токовой системы от одного дня к другому. Был исследован ход изменения широты центров токовых петель [262]. Оказывается, что эти изменения в большей степени зависят от системы ветров, чем от ионосферной проводимости. Изменения S_q показаны на рис. 99.

Следует подчеркнуть, что токовая система, рассчитанная для сферы радиуса R , представляет собой эквивалентную токовую систему. Она не обязательно должна совпадать с действительным источником наблюдаемого поля. Расчет такого рода может однозначно определить токи источника лишь в том случае, когда есть уверенность, что этим источником является система токов, лежащая на сфере радиуса R . Считается, что в случае S_q -вариаций это хорошее приближение.

С помощью ракет магнитометры поднимались в ионосферу в области умеренных широт [99, 170] и вблизи магнитного экватора [390, 391]. Если ток течет по тонкому слою, тангенциальная компо-

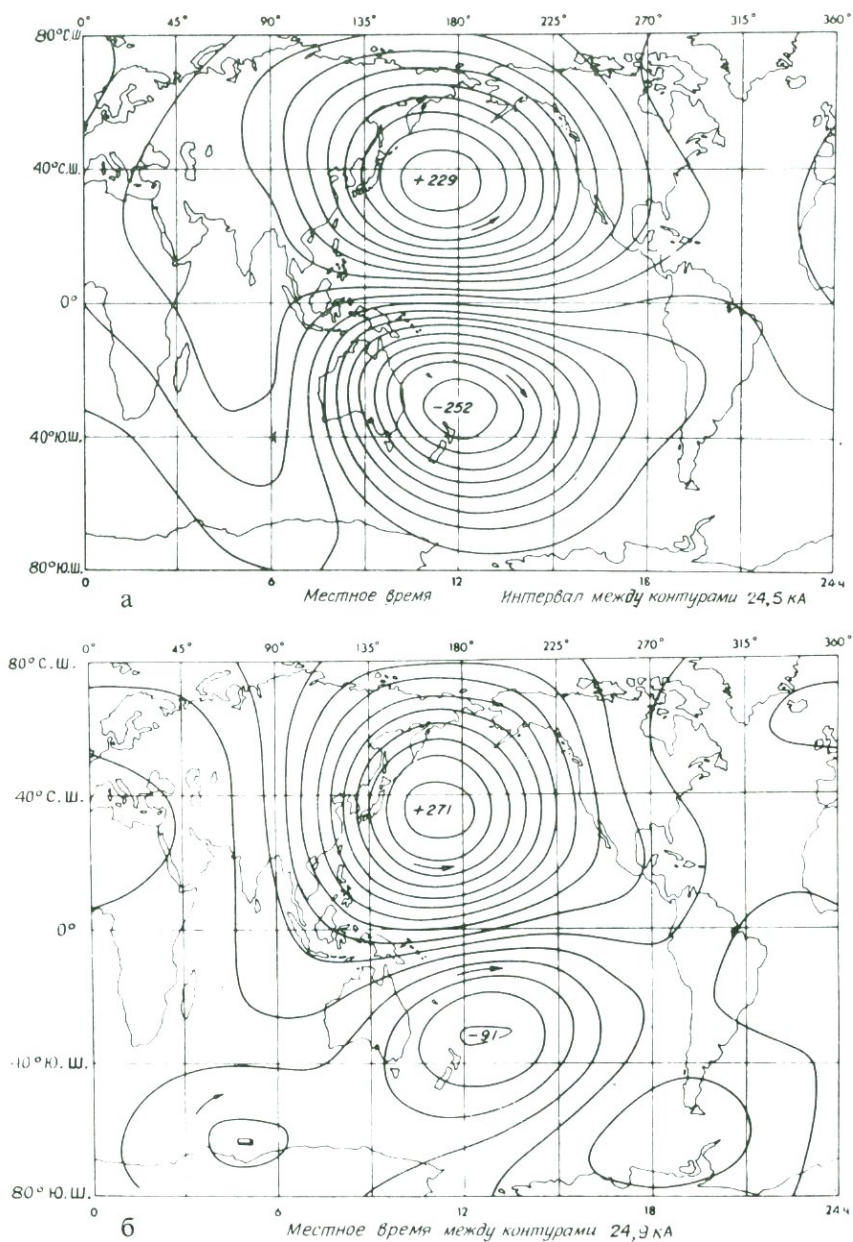
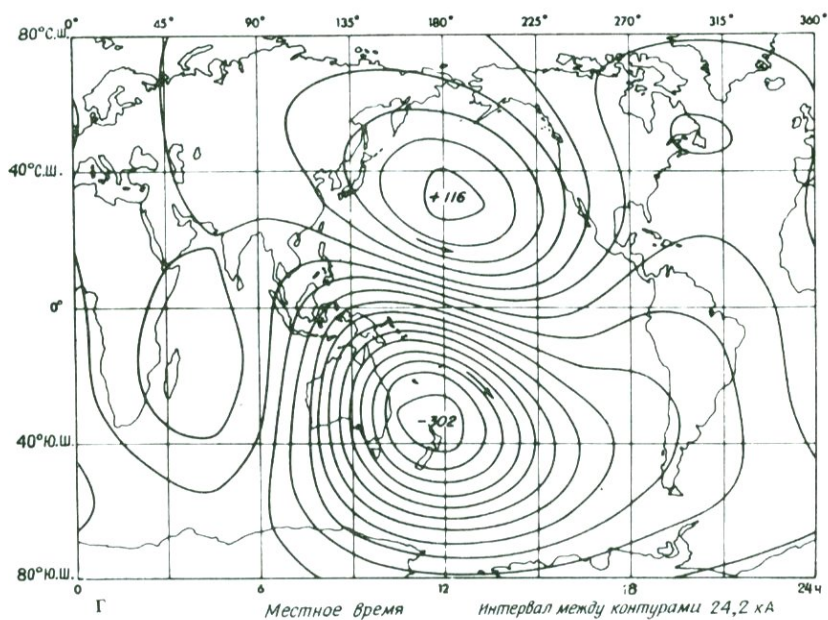
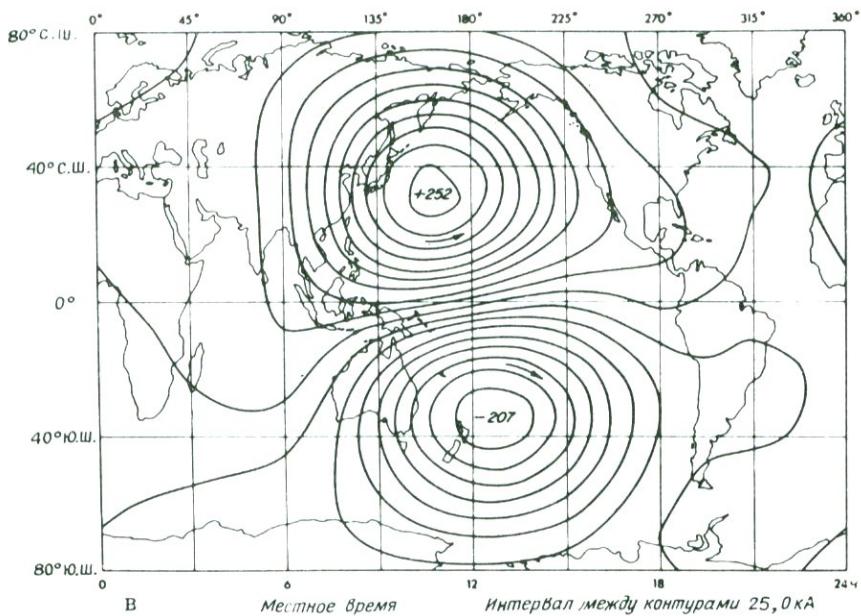


Рис. 95. Токковые функции поля солнечно-суточной вариации в 0 ч всемирного времени в период: а — мартовского равноденствия, б — июньского солнцестояния,



в — сентябрьского равноденствия, г — декабрьского солнцестояния. Взято из [459] с разрешения директора Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики в Канберре.

нента \mathbf{H} должна испытывать скачок, равный поверхностной плотности тока [уравнение (38)]. Ионосфера не является совсем тонким слоем, но отклонения от обратной кубической зависимости магнитного поля указывают на наличие горизонтального тока в E-слое. Ракетные измерения обнаруживают токи ожидаемой величины в подходящее время суток. Поведение магнитного поля во время затмений также свидетельствует о протекании токов S_q -вариаций в E-слое.

Теория динамо. В конце прошлого столетия было предложено несколько теорий суточных вариаций, но единственной заслуживающей серьезного обсуждения является теория динамо. Вкратце ее сущность состоит в том, что в ней рассматриваются ветры в верхней атмосфере, заставляющие ионизованный газ двигаться поперек геомагнитных силовых линий, что приводит к появлению электрического поля, порождающего электрические токи. Поле суточных вариаций, наблюдаемое на Земле, обусловлено этими токами. Эта теория намного проще, чем динамо-теория, описанная в разд. 2.5, так как магнитное поле постоянно и не зависит от распределения токов.

Мы используем найденное выше распределение токов в эквивалентной системе для того, чтобы определить систему ветров, способную создавать данное распределение токов, а затем сравним ее с системами ветров, порожденными действием Солнца и Луны. В разд. 4.2 мы убедились, что горизонтальная проводимость в основном сосредоточена в E-слое ионосферы. Поэтому мы будем считать E-слой тонкой оболочкой с анизотропной проводимостью, описываемой формулами (327—332). Важными параметрами являются интегральные поверхностные проводимости:

$$\begin{aligned} S_{NN} &= \int \sigma_{NN} dz, \\ S_{EE} &= \int \sigma_{EE} dz, \\ S_{NE} &= -S_{EN} = \int \sigma_{NE} dz. \end{aligned}$$

Первый индекс относится к направлению тока, обусловленного электрическим полем, ориентация которого обозначается вторым индексом. Поверхностная плотность тока \mathbf{J} представляет собой ток, текущий во всей толще ионосферы, отнесенный к одному метру горизонтального размера ее сечения (но не к квадратному метру). Северную и восточную компоненту плотности тока можно

выразить следующим образом:

$$\begin{aligned} J_N &= S_{NN}E_N + S_{NE}E_E, \\ J_E &= S_{EN}E_N + S_{EE}E_E, \end{aligned} \quad (358)$$

где E_N и E_E — северная и восточная компоненты электрического поля, действующие на движущийся газ. Решая систему уравнений (358), получаем

$$E_N = (S_{EE}J_N - S_{NE}J_E)D^{-1}, \quad (359)$$

$$E_E = (S_{NE}J_N + S_{NN}J_E)D^{-1},$$

$$D = (S_{NE})^2 + S_{NN}S_{EE}, \quad (360)$$

так что компоненты электрического поля можно определить из токовой функции эквивалентной токовой системы.

Попытаемся теперь определить, при какой скорости ветра должно появляться такое электрическое поле. Электрическое поле, действующее на газ, движущийся относительно Земли со скоростью \mathbf{v} , определяется выражением:

$$\mathbf{E} = \mathbf{v} \times \mathbf{B} - \nabla V, \quad (361)$$

где V — потенциал электрического поля пространственного заряда.

Пространственный заряд необходим, чтобы обеспечить условие $\nabla \mathbf{J} = 0$. Взятие ротора от выражения (361) исключает V . Равным образом можно было бы записать уравнение (361) в горизонтальных компонентах, продифференцировать и исключить V , решая систему уравнений.

Если предположить, что поле \mathbf{v} безвихревое, его можно выразить через потенциал скоростей $\psi(\theta, \phi)$, так что

$$\mathbf{v} = -\nabla \psi.$$

Магнитное поле можно с достаточной точностью представить полем аксиального диполя, причем его компонента, направленная вертикально вниз, равна

$$B_z = (\partial/\partial r)(r^{-2} \cos \theta g_1) = -2g_1 r^{-3} \cos \theta = B_0 \cos \theta,$$

где B_0 — вертикальная компонента в E-слое над северным полюсом. Следовательно, уравнение (361) можно записать в виде

$$E_N = -B_0 r^{-1} \operatorname{ctg} \theta \partial \psi / \partial \phi + r^{-1} \partial V / \partial \theta, \quad (362)$$

$$E_E = -B_0 r^{-1} \cos \theta \partial \psi / \partial \theta - (r \sin \theta)^{-1} \partial V / \partial \phi, \quad (363)$$

Продифференцируем (362) по ϕ , а (363) домножим на $\sin \theta$ и продифференцируем по θ , после чего сложим результаты:

$$\begin{aligned} E_N / d\phi + (\partial/\partial \theta)(\sin \theta E_E) &= -B_0 r^{-1} [\operatorname{ctg} \theta (\partial^2 \psi / \partial \phi^2) + \\ &+ (\partial/\partial \theta)(\cos \theta \sin \theta \partial \psi / \partial \theta)] \end{aligned} \quad (364)$$

Самый простой способ выполнить дифференцирование в правой части уравнения (364) состоит в том, чтобы представить ψ в виде разложения по гармоникам (см. приложение 5):

$$\psi(\theta, \phi) = \sum_n \sum_m \psi_n^m P_n^m(\cos \theta) \cos(m\phi + \alpha_n^m), \quad (365)$$

так что

$$\partial^2 \psi / \partial \phi^2 = - \sum_n \sum_m \psi_n^m P_n^m(\cos \theta) m^2 \cos(m\phi + \alpha_n^m).$$

Подставляя (365) в (364) и используя (П91), можно привести правую часть (364) к виду:

$$(B_0/r) \left(\sum_n \sum_m \psi_n^m \cos(m\phi + \alpha_n^m) F_n^m(\theta) \right), \quad (366)$$

где функцию

$$F_n^m(\theta) = \frac{\sin \theta}{2n+1} \{ [(n+1)^2 - m^2]^{\frac{1}{2}} n(n+2) P_{n+1}^m(\cos \theta) + (n^2 - m^2)^{\frac{1}{2}} (n-1) P_{n-1}^m(\cos \theta) \}$$

можно вычислить отдельно. Левая часть (364) известна из формулы (359). Представляя E_N и E_E в виде суммы гармонических составляющих, можно найти величины ψ_n^m и α_n^m .

Атмосферные приливы. Для того чтобы завершить проверку теории ионосферного динамо, мы должны определить приливные ветры на высоте E-слоя, соответствующие ветрам, найденным по S_q -вариации.

Теория атмосферных приливных движений сложна и изобилует недостаточно обоснованными предположениями. Читателю предлагается обратиться к работам [535, 201], где дано изложение этой теории. Наблюдались колебания барометрического давления с периодами 24 ч (солнечная суточная) и 12 ч (солнечная полусуточная), а также 12 ч 25 мин (лунная полусуточная). Наиболее сильной является солнечная полусуточная вариация. Лунная вариация значительно меньше каждой из солнечных составляющих. Если бы движущие силы имели гравитационную приливную природу, то доминировала бы, как в океанических приливах, лунная вариация. Считается поэтому, что основной движущей силой является солнечный нагрев с небольшим вкладом, связанным с гравитационными и инерционными силами. Следовало бы ожидать, что солнечный нагрев должен породить в основном суточную вариацию. Одно время аномальную величину солнечной полусуточной вариации приписывали атмосферному резонансу с периодом, очень близким к 12 ч. Сейчас это предположение представляется сомнительным, и более вероятно, что реакция атмосферы имеет тенденцию к подавлению суточной вариации [535].

Такие изменяющиеся распределения давления должны порождать ветры с суточной и полусуточной периодичностью. Приливные ветры слабы на уровне моря, но усиливаются с высотой из-за понижения давления среды. В связи с отсутствием ясности в вопросе о механизме нагрева атмосферы, а также вследствие сложности динамики реакции атмосферы на нагрев теория не позволяет предсказывать на количественном уровне направления и скорости приливных ветров в Е-слое.

Дополнительная сложность состоит в том, что приливные колебания давления на такой высоте составляют заметную долю полного давления, и линеаризованная теория (где предполагается, что $\delta p \ll p$) уже неприменима.

Существует несколько методов измерения скорости ветра в Е-слое. В разд. 4.2 был описан метод некогерентного рассеяния. Первые измерения были выполнены при радиолокационном наблюдении следов метеоров и неоднородностей ионной концентрации (когерентное рассеяние). Слежение за движением люминесцирующих паров, выпущенных ракетами, также позволяет определить скорости ветров. Результаты, полученные этим и другими методами, изложены в работах [486, 487].

Точно определить планетарную систему приливных ветров по имеющимся локальным данным нелегко. В работе [217] сделан вывод о том, что измеренные амплитудные значения скорости ветров оказываются порядка $30 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$, что в среднем примерно на 40% больше, чем предсказывает теория приливов.

Интересно оценить порядок величины скорости ветров, порождающих S_q -вариацию. Согласно рис. 95, полный ток, текущий в промежутке от центра северной токовой петли до северного полюса составляет 252 кА в западном направлении. Чтобы определить электрическое поле с помощью формулы (359), нужно оценить проводимость слоя. Это выполнено в разд. 4.2, где получены значения $S_1 = 9 \text{ См}$ и $S_2 = 20 \text{ См}$. В интервале широт от 35° до $90^\circ \sin I$ меняется от 0,8 до 1,0, а $\sin^2 I$ — от 0,65 до 1,0. Используя в качестве средних значений 0,9 и 0,8, находим из уравнений (327—329):

$$S_{NN} = 11 \text{ См}, \quad S_{FE} = 9 \text{ См}, \quad S_{NE} = 22 \text{ См}.$$

Подставляя эти величины в формулы (359), получаем

$$E_N = 154 \times 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}, \quad E_E = 077 \times 10^{-3} \text{ В} \cdot \text{м}^{-1}.$$

Выбирая в качестве среднего значения вертикального поля величину 50 мкТл и учитывая только первый член в уравнении (361), получаем

$$v = 35 \text{ м} \cdot \text{с}^{-1}$$

что достаточно хорошо согласуется с наблюдательными данными о ветрах.

Наблюдаемые свойства суточных вариаций, поддающиеся объяснению с точки зрения динамо-теории, можно суммировать следующим образом: S_q представляет собой вариацию с основным периодом 24 ч и со значительной, хотя и несколько меньшей по амплитуде 12-часовой компонентой. Лунная вариация L , которая значительно слабее, обладает основным периодом 12 ч (если исключить эффект, связанный с солнечным временем). Эти вариации можно объяснить солнечными приливами, главным образом тепловой природы, с преобладанием 12-часового периода, на которые накладывается глубокая суточная (от дня к ночи) вариация проводимости и значительно более слабая лунная полусуточная вариация. Ракетные измерения электрических токов и различные измерения ионосферных ветров находятся в согласии с величинами, вытекающими из динамо-теории.

Изменение лунной вариации L в зависимости от расстояния до Луны (в 1,4 раза от перигея к апогею) хорошо согласуется с предсказываемой для гравитационных приливов обратной кубической зависимостью [128].

Токи над E-слоем. Единственный вопрос, не получивший удовлетворительного разрешения, касается вклада вертикальных продольных токов в суточные вариации. Существует четко выраженная сезонная асимметрия S_q -вариаций, состоящая в том, что летняя токовая петля превосходит зимнюю как размерами, так и интенсивностью, и к тому же, как правило, несколько смещена в западном направлении. Имея в виду очень малое сопротивление вдоль силовых линий между сопряженными точками, можно было бы ожидать симметрии распределения токов относительно геомагнитного экватора. В работе [620] не было обнаружено какого-либо сходства в сопряженных точках. Другие исследователи [407] отмечали, что S_q обладает большей степенью симметрии между полушариями, чем можно было бы ожидать, исходя из проводимости ионосферы. По их мнению, причина этого кроется в продольных токах, хотя непосредственный эффект этих токов в магнитном поле мал. К такому же заключению о пренебрежимо малом вкладе в S_q со стороны продольных токов пришли авторы работы [372]. Был исследован также вклад в S_q от переходной области [403], он оказался порядка 1 нТл.

В работах ряда исследователей [139, 299, 408] ионосфера рассматривалась как трехмерный проводник. Кокс и Прайс отметили,

что условие, которому подчиняется плотность тока, имеет вид $\nabla \mathbf{J} = 0$, где \mathbf{J} — пространственная плотность тока (A/m^2), а горизонтальная поверхностная плотность тока не обязана быть бездивергентной. Следовательно, хотя во всех точках основная часть тока направлена горизонтально, для того чтобы обеспечить очень большой полный ток через верхнюю границу ионосферы, достаточно, чтобы вертикальная компонента составляла лишь небольшую долю от горизонтальной. По мнению этих авторов, если учесть вертикальные токи, система двух горизонтальных токовых петель может оказаться весьма далекой от реальности. Согласно Мишину и Попову, составляющая S_q -вариации, зависящая от всемирного времени, определяется магнитосферными токами.

Данные некогерентного рассеяния представляют возможность определить величину вертикальных токов путем сравнения полученных ионосферных токов с изменениями в магнитном поле [76]. Расхождения, которые можно объяснить только наличием продольных токов, обнаружены по крайней мере на авроральных широтах, хотя они и могут быть связаны с возмущениями, не имеющими отношения к полям суточной вариации.

ЭФФЕКТЫ МОРСКИХ ПРИЛИВОВ. Чтобы заполнить огромную брешь в сети обсерваторий, приходящуюся на Тихий океан, были сделаны попытки измерить суточную вариацию на море [475]. Предварительные результаты выявили 12-часовую волну, наложенную на обычные суточные вариации. Были обнаружены также 12-часовые лунные вариации на станции, расположенной на дне моря, и превосходящие соответствующие вариации на ближайшей наземной станции (Тусон) [344].

Океан, так же как ионосфера, представляет собой проводник и подвержен приливным движениям, поэтому можно ожидать проявлений какого-либо динамо-механизма, приводимого в действие приливными течениями океанской воды. Форма этих течений сложна из-за влияния континентов и меняющейся проводимости океанского дна. Однако благодаря тому, что наиболее важной составляющей океанических приливных колебаний является лунная полусуточная, естественно ожидать наибольшего эффекта не в S_q - а в L-вариации. В планетарном анализе L-вариации [373] вклад, обусловленный океанами, был выделен и исключен на основе того факта, что проводимость океанов не зависит от времени.

ЭКВАТОРИАЛЬНАЯ ЭЛЕКТРОСТРУЯ. После того как в 1922 г. была создана магнитная обсерватория Уанкайо, был обнаружен аномально большой дневной максимум северной компоненты. Когда были

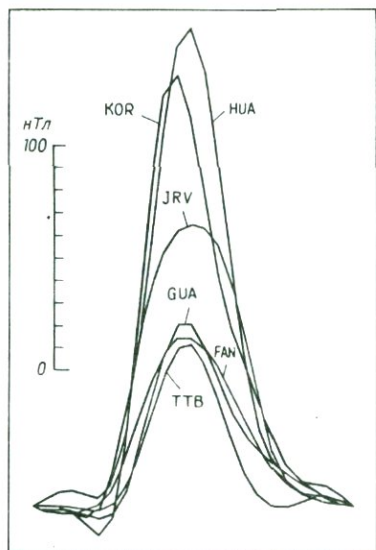


Рис. 96. Кривые суточных вариаций H на шести низкоширотных обсерваториях. HUA, KOR, JRV находятся в пределах 5° от экватора, тогда как GUA, FAN и TTB удалены от экватора больше, чем на 5° . Трехбуквенные коды обсерваторий перечислены в табл. 2.

получены данные с других обсерваторий, расположенных вблизи магнитного экватора, стало ясно, что это явление наблюдается на всех обсерваториях, лежащих в пределах 5° от магнитного (не геомагнитного) экватора.

На рис. 96 представлены графики горизонтальной компоненты H на различных низкоширотных обсерваториях. Обратите внимание на резкое возрастание дневного максимума, когда магнитная широта становится меньше 5° . На рис. 97 показаны суточные интервалы изменения северной компоненты на обсерваториях, расположенных между магнитными широтами $\pm 16^\circ$. Лунные вариации испытывают на магнитном экваторе еще большее усиление, чем S_q [385, с. 360].

Объяснение этого явления пришло после того, как был понят анизотропный характер проводимости ионосферы. На магнитном экваторе справедливы уравнения (330—332). Как сказано в разд. 4.2, высокие значения σ_{NN} не реализуются. Но каулинговская проводимость в σ_{EE} обеспечивает проводящий канал вдоль магнитного экватора с интегральной проводимостью, превосходящей холловскую в 5, а педерсеновскую в 11 раз. Таким образом, магнитный экватор действует как узкий (600 км в ширину) хорошо проводящий в западно-восточном направлении канал. Электрическое поле динамо (361) порождает в этом канале направленный к востоку ток с плотностью, примерно вдвое превышающей плотность тока в

видимому, не имеет ничего общего с полем возмущения, поскольку может возникать в дни как с высоким, так и с низким K_p . Впервые это явление исследовано в работе [241].

Появление противозлектроструи объясняется [382] следующим образом: суточные атмосферные приливы возбуждают электростатическое поле, направленное днем вдоль экватора к востоку, а в ночные часы — к западу. Полусуточный прилив генерирует поле, которое в некотором интервале дневных часов может быть направлено к западу. Хотя приливные колебания давления представляют собой синусоиды с периодами 24 и 12 ч, электростатические поля зависят также от проводимости и поэтому не являются чистыми синусоидами. Отношение амплитуд и соотношение фаз суточного и полусуточного приливов определяют появление противозлектроструи. Сообщалось [76] о наблюдениях когерентного рассеяния, которые свидетельствуют об обращении обычных вертикальных дрейфов в F-слое, совпадающем с возникновением противозлектроструи. Можно предполагать, что происходит обращение электрического поля в E-слое относительно его обычного направления. Указанный эффект, очевидно, охватывает довольно большой интервал широт.

4.5. МАГНИТНЫЕ БУРИ И СУББУРИ

Совершенно независимо от регулярных и плавных суточных вариаций, которые с большей или меньшей амплитудой наблюдаются каждый день, существует огромное разнообразие нерегулярных вариаций, появляющихся лишь время от времени. Эти нерегулярные вариации составляют *поле возмущений*. Иногда возмущения малы и магнитографы обнаруживают только суточные вариации. Порой же нерегулярные вариации настолько велики, что суточная вариация оказывается едва различимой.

Периоды очень сильной возмущенности называются по аналогии с погодным явлением *магнитными бурями*. На рис. 98 показаны примеры магнитограмм, полученных при очень слабом, умеренном и высоком уровнях возмущенности. Рис. 99 охватывает две магнитные бури (начинающиеся 2 и 10 декабря) и интервалы более слабой возмущенности (4, 16 и 25 декабря).

На поверхности Земли удобно выделить три области, отличающиеся характером магнитных вариаций во время различных возмущений. Причина этих различий заключается в том, что указанные области соединены силовыми линиями магнитного поля с различными частями магнитосферы. Выделяют следующие области:

- 1) низкие широты, которые связаны с магнитосферой замкнуты-

ми силовыми линиями, оба конца которых постоянно связаны с Землей.

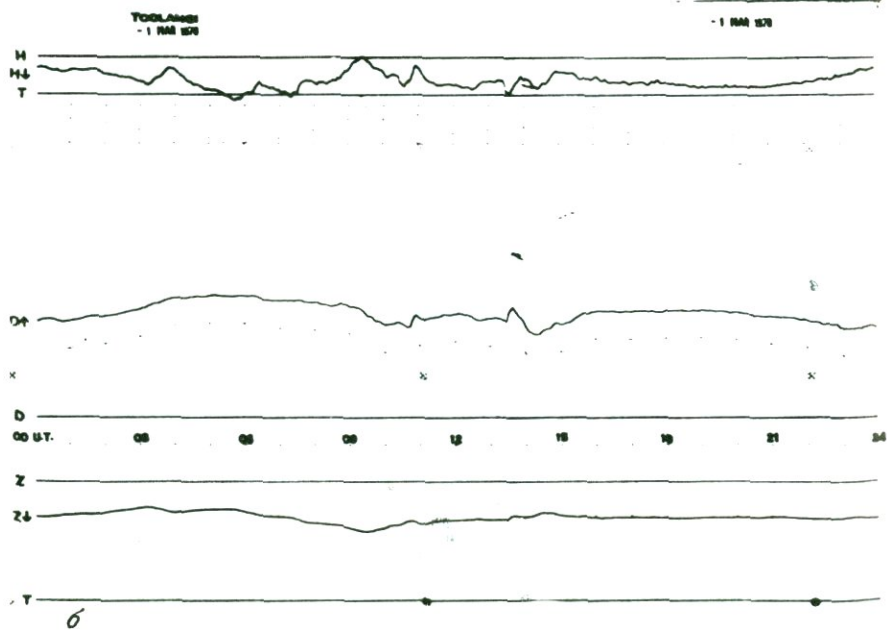
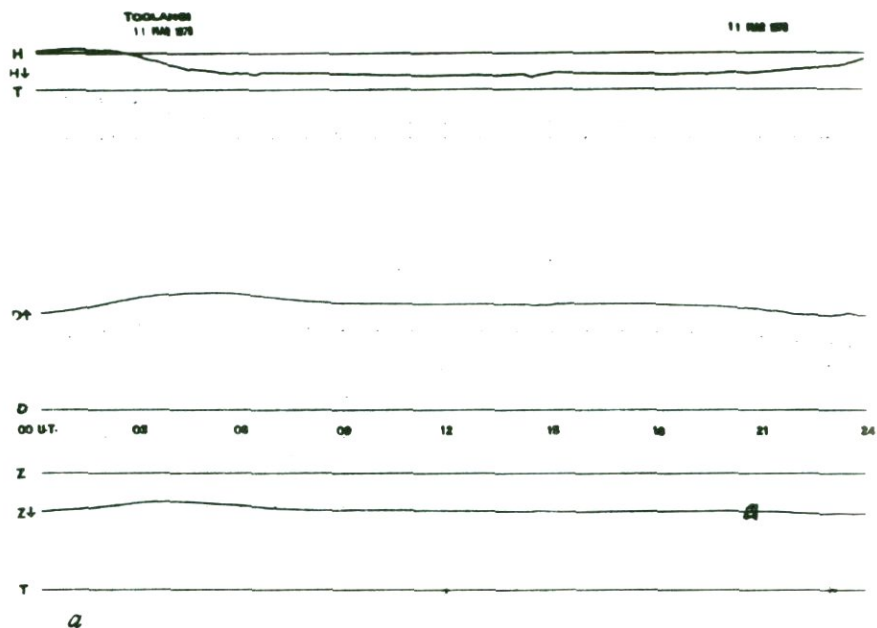
2) Авроральные области с широтами в интервале от 68° до 75° , связанные силовыми линиями, достигающими на дневной стороне магнитопаузы, а на ночной проходящие через плазменный слой хвоста магнитосферы.

3) Области более высоких, чем в авроральной зоне, широт, которые называются *полярными шапками*; они связаны силовыми линиями, которые могут соединяться с межпланетным магнитным полем (ММП), так что некоторые из них пронизывают дольки магнитосферы или внешнюю часть магнитосферного хвоста.

Магнитные индексы. Для каждого момента времени очень важно иметь количественную характеристику уровня возмущенности. В разное время и для различных целей использовалось множество различных *индексов* уровня возмущенности.

С-индексы. Самым старым и наиболее простым из этих индексов является *С-индекс* (от английского character — характеристика, свойство, а также цифра). На каждой обсерватории каждым суткам (по всемирному времени) субъективно ставится оценка 0; 1 или 2. Хотя эта шкала очень груба, среднее значение индекса по ряду обсерваторий можно выразить с точностью до одного десятичного разряда, и это среднее оказывается полезной мерой общего уровня возмущенности в этот день.

К-индексы. Временное разрешение *С-индексов* недостаточно для многих приложений. Более совершенны *К-индексы* (от немецкого Kennziffern — характеристика), введенные в употребление в 30-х годах и официально принятые в 1939 г. На каждой обсерватории для каждого трехчасового интервала, начиная с полуночи, выводятся оценки для *H*- и *D*-компонент, выражающиеся целыми числами от 0 до 9. Наибольшая из этих двух оценок выбирается в качестве характеристики данного трехчасового интервала. Выводятся эти оценки, исходя из интервала изменения данной компоненты за выбранный трехчасовой интервал, приведенного к стандартной квазилогарифмической шкале. Используется несколько шкал, каждая из которых характеризуется величиной интервала в нТл, соответствующего границе между $K = 8$ и $K = 9$. Для того чтобы распределение *К-индексов* на всех обсерваториях было примерно одинаковым, на каждой обсерватории используется соответствующая шкала. Так, на обсерватории Порт-Морсби нижним пределом для $K = 9$ является величина 350 нТл, в то время как на обсерватории о. Макуори, где чаще встречаются более сильные возмущения, эта вели-



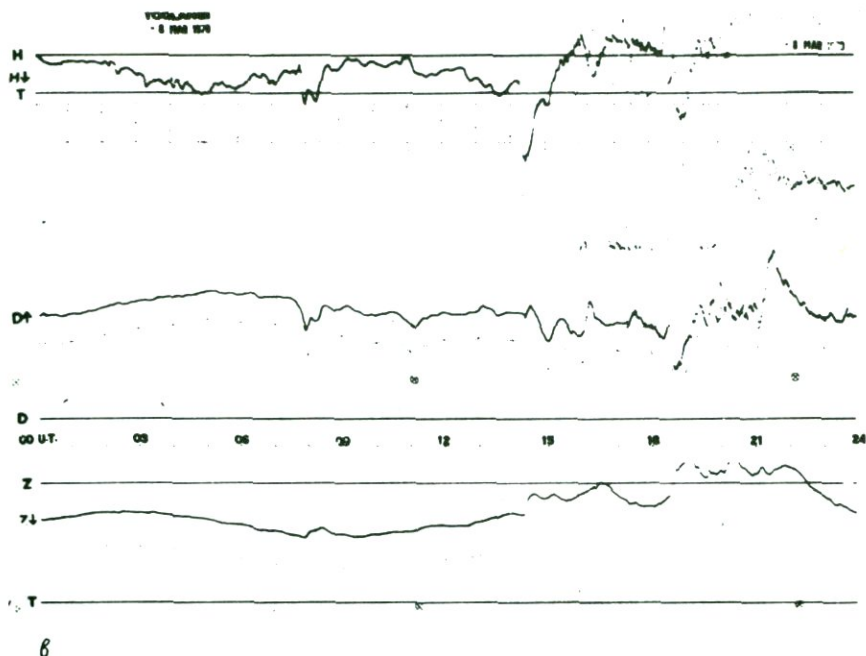


Рис. 98. Магнитограммы, полученные: *a* — в магнитоспокойный день (11 марта, слева сверху), *б* — при умеренной (1 марта, слева внизу) и *в* — очень высокой (8 марта, справа сверху) возмущенности; обсерватория Туланги. В течение 8 марта уровень возмущенности возрастал.

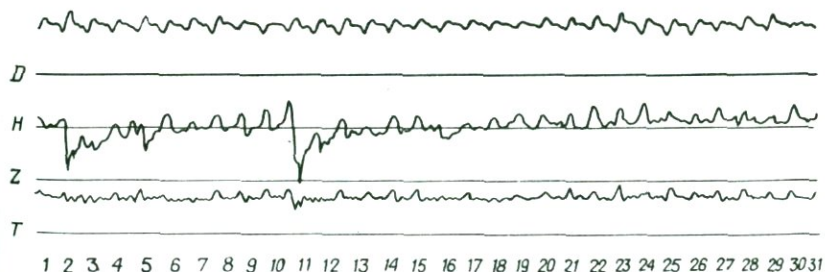


Рис. 99. Вариации трех компонент (*D*, *H* и *Z*) на обсерватории Порт-Морсби в декабре 1977 г. Суточные вариации прослеживаются во всех компонентах; в *H*-компоненте видны две бури. *T* — температура магнитографа.

чина равна 1000 нТл. Нижний предел для $K = 9$ в 100 раз превышает верхний предел для $K = 0$. Таким образом, нижний предел для каждой единицы шкалы приблизительно вдвое превосходит нижний предел для предшествующей единицы, и шкала оказывается более или менее близкой к логарифмической (как шкала магнитуд в сейсмологии или шкала звездных величин в астрономии). Некоторая осторожность требуется при определении интервала изменения поля за данные три часа, на котором должен основываться K -индекс, поскольку представляет интерес не просто интервал изменения поля, но интервал изменения с исключенной суточной вариацией. K -индексы предназначены для характеристики вариаций, связанных с возмущениями, которые не имеют ничего общего с суточной вариацией. Поскольку суточные вариации изменяются ото дня ко дню, приходится проявлять максимум внимания, вводя поправки на эти вариации. Исключаются также фазы восстановления магнитных бурь. На рис. 100 показано, как по магнитограмме определяются K -индексы.

Замечено, что интервалы вблизи местной полуночи чаще, чем другие интервалы, характеризуются большими значениями K -индексов. Наблюдается также сезонный ход. K_s -индекс, в который внесена поправка, учитывающая эти изменения, называется *стандартным K -индексом*. Средняя по 12 отобранным обсерваториям величина K_s называется *планетарным K -индексом* или K_p . Эталонные обсерватории, по K_s -индексам которых определяется K_p , расположены главным образом в Северной Америке и Западной Европе. Только две из них (Амберли и Туланги) расположены в Южном полушарии. K_p можно представить с большей, чем K -индекс, точнос-

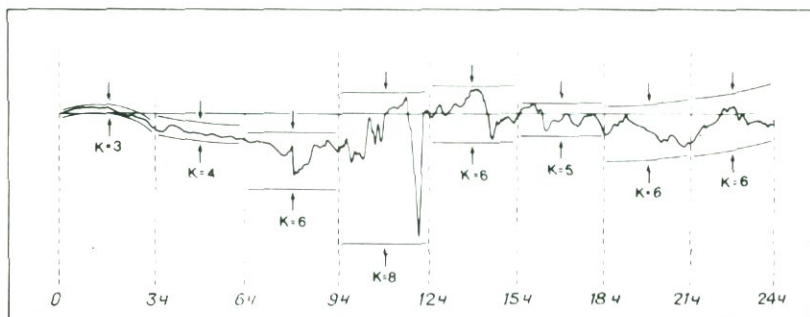


Рис. 100. Типичная магнитограмма (только H -компонента), на которой отмечены интервалы изменения поля в течение каждого 3-часового интервала этих суток и соответствующие этим интервалам значения K -индекса.

тью, и он обычно выражается с точностью до $1/3$, т. е. с помощью шкалы $0_0, 1_-, 1_0, 1_+, \dots, 8_0, 8_+, 9_-, 9_0$. Линкольн [356] отметил, что K_p -индекс является малоподходящей характеристикой магнитной возмущенности в полярных областях.

A-индексы. Для некоторых целей желательно иметь индекс, прямо пропорциональный самому интервалу изменения поля, а не его логарифму. Существует очевидное неудобство, связанное со взятием арифметического среднего от индексов, основанных на логарифмической шкале. Несмотря на это, часто используется сумма K_p -индексов за сутки ΣK_p . Индекс ak (от amplitude) получается преобразованием каждого K -индекса в эквивалентный интервал изменения поля. Исходя из этого, суточный индекс Ak может быть получен усреднением восьми ak -индексов за сутки по всемирному времени. В точности такая же процедура, как и для K_p -индекса, может быть выполнена для того, чтобы определить планетарные амплитудные индексы ap и их среднесуточную величину, которая называется *суточной эквивалентной планетарной амплитудой* Ap . Введение A -индексов на основе K -индексов обладает тем преимуществом, что существует хорошо известный метод определения последних, и по ним имеется большой объем данных, полученных из старых магнитограмм.

Интервалы. Очень простой характеристикой возмущенности, связанной с магнитными бурями, является интервал изменения каждой компоненты поля в течение суток. При сильной буре этот интервал велик, однако на многих низкоширотных станциях и в спокойные дни в H -компоненте он также оказывается большим. На высоких же широтах, где возмущения сильнее, а суточная вариация относительно слаба, интервал представляет собой полезную характеристику возмущенности.

Для достижения лучшего разрешения по времени на высокоширотных станциях используется R -индекс. Он представляет собой максимальное в течение часа отклонение от кривой средней суточной вариации. Еще лучшее временное разрешение дает на высокоширотных станциях использовавшийся во время Международного геофизического года Q -индекс. Последний основан на том же самом отклонении, что и R -индекс, но вычисляется для каждого 15-минутного интервала, начиная с полуночи по всемирному времени. R - и Q -индексы отличаются от K -индекса тем, что последний основан только на интервале изменения некоторой составляющей поля за определенный промежуток времени, а не на полном отклонении от средней кривой.

Иногда желательно использовать индекс, который более точно

характеризовал бы авроральную электрострую. Для этой цели предназначены AU -, AL - и AE -индексы. Отклонения H -компоненты от общего среднего (включая суточные вариации) регистрируются в пределах каждого 2,5-минутного интервала всемирного времени на всех станциях. Верхняя и нижняя огибающие этих кривых дают соответственно AU - и AL -индексы. Разность представляет собой AE -индекс.

Для того чтобы, напротив, охарактеризовать интенсивность кольцевого тока, исключив эффекты, связанные как с авроральной, так и с экваториальной электроструей, используется DSI -индекс. Он основан на магнитограммах низкоширотных (не экваториальных) станций, из которых исключена S_q -вариация. Подробно соответствующая процедура изложена в работе [564].

Геомагнитным индексам посвящены также обзоры [356, 389, 510].

Периодичности в геомагнитных возмущениях. Доказано существование четырех периодичностей в уровне магнитной возмущенности. В каждой данной точке существует тенденция к более частому появлению возмущений типа суббурь и большей их интенсивности вблизи местной полуночи, что порождает на каждой станции суточную вариацию. Причина этого станет понятной при обсуждении суббурь в разд. 4.5.

В начале века Чри [134] обнаружил 27-дневную периодичность S -индексов. Она проявляется в том, что за интервалом с повышенным уровнем возмущенности через 27, а иногда 54 дня следует интервал с возмущенностью, также несколько превышающей нормальную. На рис. 101 представлены Ap -индексы, объединенные в группы по 27-дневным интервалам. Очевидна повышенная вероятность повторения периодов сильной возмущенности через 27 сут. Однако можно заметить, что это не есть периодичность в буквальном смысле, поскольку по прошествии нескольких 27-дневных интервалов положение максимума возмущенности смещается на другую фазу 27-дневного цикла. Это явление было названо *квазипериодичностью* [50].

27 дней — это синодический, т. е. измеряемый при наблюдении с движущейся по орбите Земли период вращения Солнца. Выявленная квазипериодичность магнитных возмущений заставила Бартелса [49] предположить существование на Солнце такой области, которая, будучи обращенной к Земле (или находясь в каком-либо ином фиксированном относительно Земли положении), вызывает возмущения. Указанная область получила название M -области. В настоящее время полагают, что M -область можно связать с *коро-*

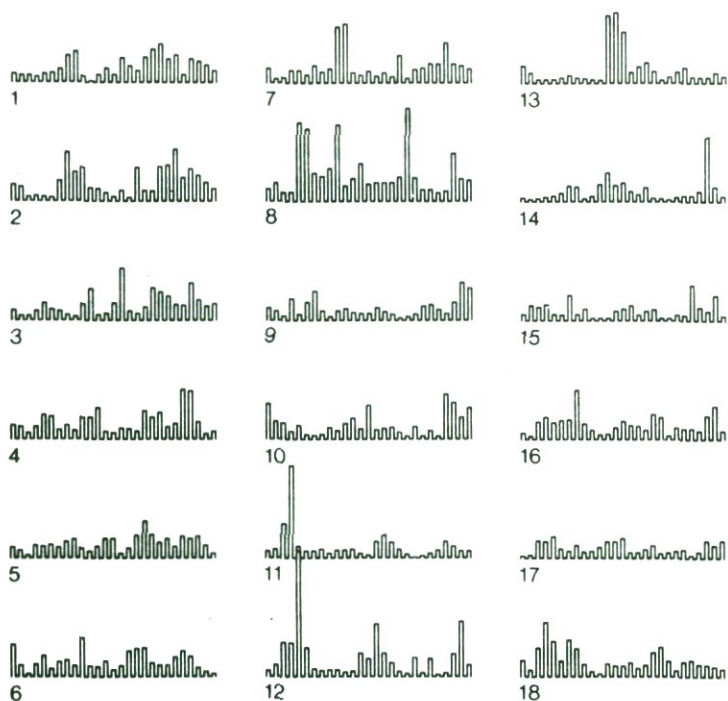


Рис. 101. *Ap*-индексы, разбитые на группы по 27 сут. В конце циклов с 7-го по 10-й и в середине циклов с 11-го по 14-й проявляется тенденция к 27-дневной повторяемости.

нальными дырами [339]. Это такие области солнечной атмосферы, где корона тонка или вовсе отсутствует. Было показано [432], что большие корональные дыры коррелируют с высокими значениями скорости солнечного ветра. Согласно Бартелсу, М-область должна обладать именно таким свойством.

Наблюдается слабо выраженная полугодовая периодичность в уровне возмущенности магнитного поля, причем максимальных значений он достигает в октябре и апреле. Возможное объяснение такой периодичности дано в работе [512]. Ось вращения Земли, которая определяет среднее положение оси магнитного диполя, наклонена к эклиптике под углом $23\frac{1}{2}^\circ$. Если бы эклиптика совпала с экваториальной плоскостью Солнца, то тогда солнечный ветер, достигающий Земли, также лежал бы в этой плоскости. Межпланетное магнитное поле (ММП), переносимое солнечным ветром, направлено по спирали к Солнцу либо от него (разд. 4.3). Пусть ММП направлено от Солнца. Ветви спирали набегают на Землю под углом 45° к линии Солнце — Земля. Это значит, что по отно-

шению к земной магнитной оси наибольшая величина южной компоненты межпланетного поля будет наблюдаться в августе, а наибольшая величина северной компоненты — в феврале. Но экваториальная плоскость Солнца составляет с эклипстикой угол $7\frac{1}{4}^\circ$. Это проявляется в смещении сезона максимума южной компоненты (для межпланетного магнитного поля, направленного наружу) на октябрь и смещении сезона максимума северной компоненты на апрель. Поскольку появление магнитных возмущений более вероятно, когда ММП имеет южную компоненту, возникают два максимума магнитной возмущенности — октябрьский, связанный с ММП, направленным наружу, и апрельский, соответствующий ММП, направленному внутрь.

Самая длительная периодичность в уровне магнитной возмущенности — это 11-летний цикл солнечной активности. Связь между геомагнитной возмущенностью и числом солнечных пятен трудноуловима. Когда на солнечном диске наблюдаются пятна, возмущения становятся чаще и бывают более интенсивными, хотя мощные бури случаются, и когда пятен не видно, а появление большого числа пятен может сопровождаться низким уровнем возмущенности. Нет сомнения, что Солнце является источником всех типов магнитной возмущенности, и ход среднегодовых уровней любой характеристики возмущенности довольно хорошо воспроизводит кривую годового числа солнечных пятен. Однако геомагнитная возмущенность не снижается до такого низкого уровня, как число солнечных пятен в период минимума солнечной активности. На рис. 102

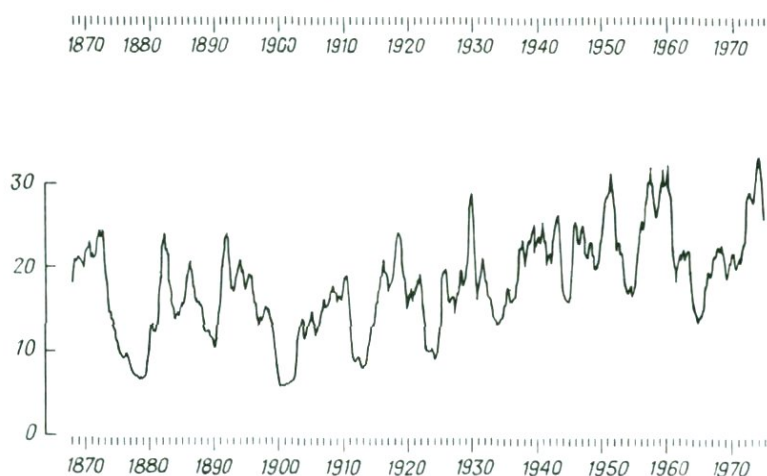


Рис. 102. Месячные средние значения А-индексов за период с 1868 по 1975 гг. Воспроизводится с разрешения из бюллетеня МАГА № 39.

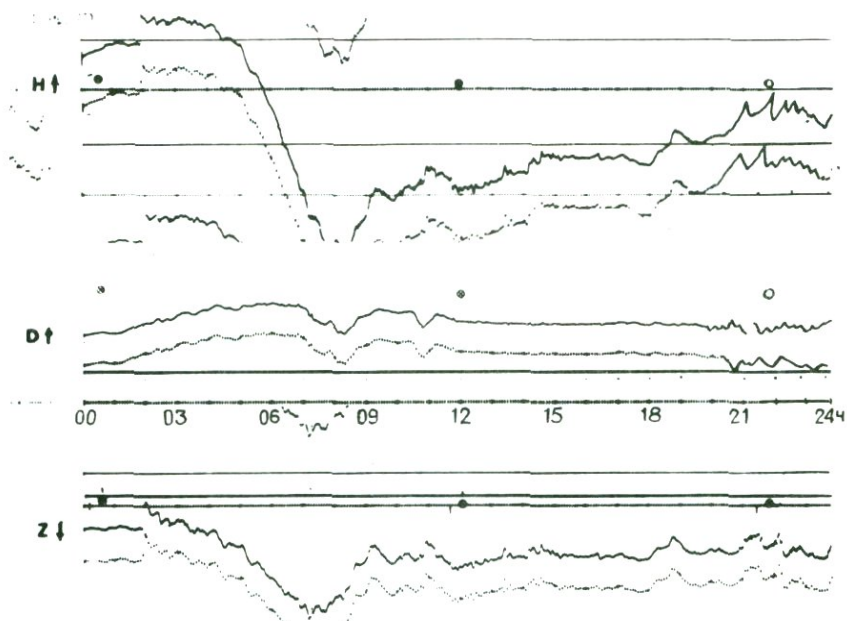


Рис. 103. Магнитограмма типичной магнитной бури, зарегистрированной на обсерватории Порт-Морсби 14 декабря 1970 г. Внезапное начало приходится приблизительно на 2 ч всемирного времени. Пунктирные линии, параллельные кривым, предназначены для маркировки времени; соседние точки разделены 5-минутным интервалом. Около 8 ч кривая H -компоненты вышла за пределы графика, но была продублирована в его верхней части.

показано изменение A -индексов за несколько солнечных циклов. Такие же периодичности обнаруживаются в появлении полярных сияний [281].

Магнитные бури. Четкого критерия, определяющего, что такое магнитная буря, не существует, однако можно указать отдельные периоды высокой возмущенности, которые обычно относят к магнитным бурям, например сутки, представленные на рис. 103. Рис. 104 представляет собой копию магнитограммы, отражающую основные свойства типичной бури.

Хотя ни одна буря не повторяет другую, они по большей части обнаруживают некоторые общие характерные элементы, которые перечисляются ниже.

1) *Внезапное начало бури* (SSC — storm sudden commencement). Многие, хотя и далеко не все бури начинаются внезапным изменением H -компоненты, обычно ее возрастанием. Оно происходит одновременно на всей планете за время, не превышающее минуты.

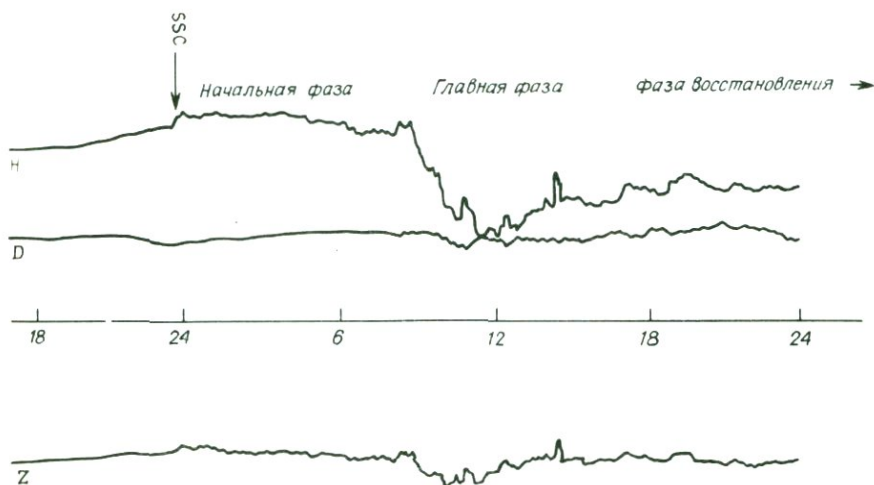


Рис. 104. Магнитограмма, на которой показаны основные фазы магнитной бури, охватывающая 31 ч.

До SSC кривые по всем компонентам ведут себя сравнительно спокойно. После SSC они становятся заметно более неровными, часто с нерегулярными колебаниями порядка 10 нТл и периодами порядка нескольких минут. Иногда небольшое возрастание H сменяется через 2—3 мин более значительным уменьшением. Это явление обозначается SSC*. О сложном характере SSC написано очень много [425, 203], но мы не будем касаться этого вопроса. Аналогичные типы внезапных изменений поля наблюдаются во время возмущений. Эти изменения называются *внезапными импульсами* (SI — sudden impulse).

2) *Начальная фаза*. Часто в пределах часа или менее того после SSC H -компонента возрастает и остается в течение одного-двух часов на уровне, на 30—50 нТл большем, чем до бури. Этот период называется начальной фазой. Часто она является продолжением SSC, так что повышенный уровень H сохраняется в течение одного-двух часов. Во многих случаях начальная фаза бури отсутствует. По-видимому, она не является необходимым элементом бури.

3) *Главная фаза*. Как следует из названия, с этой фазой связана сама сущность явления магнитной бури. Через некоторое время, которое может меняться в пределах от 2 до 10 ч, после начала бури начинается главная фаза. Она представляет собой непрерывное уменьшение H -компоненты обычно на 1—2 сотни нТл в течение нескольких часов. Амплитуда этого уменьшения H максимальна на

экваторе и уменьшается к полюсам. Оно сопровождается возрастанием абсолютной величины компоненты Z в обоих полушариях, причем это возрастание усиливается к полюсам, обращаясь в нуль на экваторе. Изменение Z -компоненты почти всегда меньше изменения компоненты H .

Главная фаза, которая представляет собой изменение во времени магнитного поля, порождает вихревые токи в проводящей Земле, что в свою очередь приводит к изменению магнитного поля. Это явление будет подробно описано в следующей главе. Если сделать поправку на это индуцированное поле, то оказывается, что поле главной фазы хорошо описывается с помощью однородного внешнего поля, направленного вдоль геомагнитной оси с севера на юг. Это внешнее поле усиливает поле на северном полюсе, где оно направлено вертикально вниз, на южном полюсе, где оно направлено вертикально вверх, и противодействует полю на экваторе, направленному горизонтально к северу. Влияние вихревых токов проявляется в увеличении горизонтальной компоненты поля магнитной бури и ослаблении вертикальной компоненты.

4) *Фаза восстановления.* После того как H -компонента достигнет своего минимального значения, она медленно, более или менее экспоненциально возвращается к норме. Этот процесс продолжается несколько дней, значительно дольше, чем понижение во время главной фазы. Этот период называется фазой восстановления бури. Высказывалась мысль [128, с. 292], что раньше, чем поле полностью восстановится, происходит следующая буря, так что величина H все время оказывается пониженной за счет поля бури. Медленное восстановление отчетливо видно после каждой бури на рис. 99.

5) *Нерегулярные флуктуации.* Начиная с момента SSC и вплоть до начальной стадии фазы восстановления по всем трем компонентам неизменно наблюдаются флуктуации сложной формы. Они обладают широким спектром в интервале периодов от долей минуты до нескольких часов. Эти флуктуации являются неотъемлемой составной частью бури. Типичная флуктуация во время бури представляет собой отклонения всех трех компонент от исходных значений с последующим возвратом к ним, причем в грубом приближении временная зависимость процесса может быть описана гауссовой кривой. На магнитограмме такая флуктуация напоминает изображение залива или бухты на карте. Поэтому их и называют *бухтами*. Продолжительность бухт лежит в пределах от нескольких минут до нескольких часов. Амплитуда может достигать сотни нТл, а на высоких широтах и более того. Хороший пример бухтообразных флуктуаций можно видеть на рис. 100 между 11 и 12 ча-

сами. Сложный вид нерегулярных флуктуаций во время магнитной бури объясняется в основном наложением ряда бухт различной амплитуды и продолжительности.

Морфология нерегулярных флуктуаций совершенно отлична от морфологии главной фазы. На низких широтах вариации D меньше, чем вариации H . И те и другие растут с широтой, причем вариации D (выраженные в нТл) становятся почти такими же большими, как вариаций H на средних широтах. В большинстве мест вариации Z значительно меньше, чем вариации H или D . Это обстоятельство связано с особенностями индуцированных токов, которые будут обсуждаться в следующей главе. По мере приближения к авроральной зоне амплитуды нерегулярных флуктуаций резко возрастают; вблизи авроральной зоны нередки бухты в несколько тысяч нТл. В полярной шапке амплитуда снова понижается.

Если коротко подвести итог сказанному, то магнитная буря заключается в понижении H и более слабом возрастании (по абсолютной величине) Z , которые развиваются в течение нескольких часов и «рассасываются» за несколько дней, причем на все три компоненты поля накладываются нерегулярные флуктуации. Часто нерегулярные флуктуации начинаются вместе с внезапным началом бури SSC, и иногда, прежде чем компонента H начнет убывать, в течение нескольких часов наблюдается повышенное на несколько десятков нТл значение этой компоненты.

Магнитные суббури. Описанные выше магнитные бури случаются в среднем один-два раза в месяц. Намного чаще бывают периоды повышенной возмущенности, когда некоторые проявления бури отсутствуют, а наиболее сильные возмущения ограничены областью широт вблизи авроральной зоны. Их называют *магнитными суббурями*. Примеры суббури, зарегистрированной около 13 ч на обсерваториях о. Макуори, Туланги и Порт-Морсби, показаны на рис. 105.

Можно полагать, что нерегулярные флуктуации, которые наблюдаются во время бурь, представляют собой просто серии мощных суббурь. Суббури сопровождаются изменениями в магнитосфере и ионосфере, а также аномальной авроральной и рентгеновской активностью. Эти и другие связанные с ними явления описаны в монографии Акасофу [8].

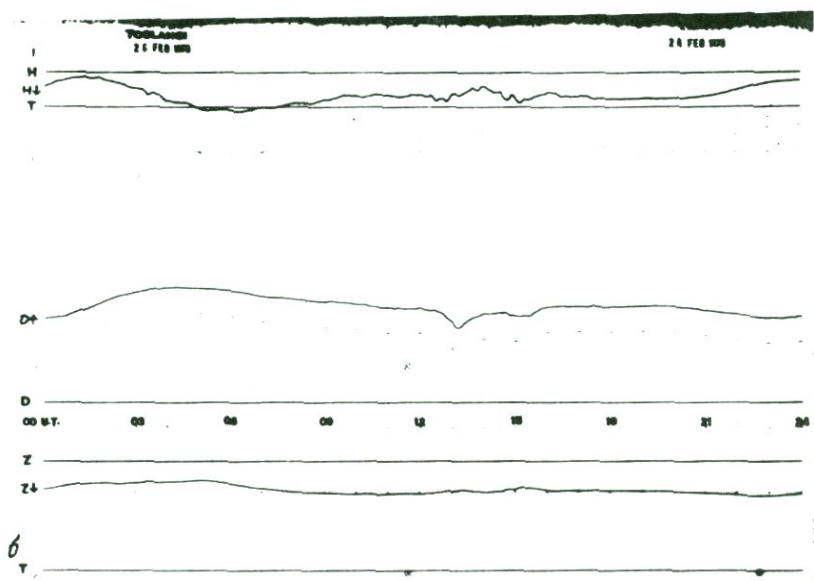
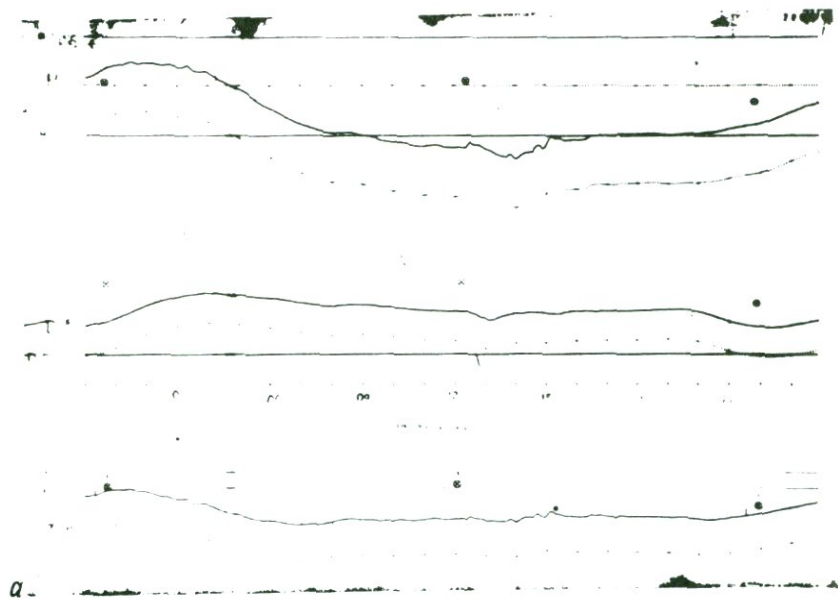
Тесная связь между магнитными суббурями и сияниями указывает на их общую причину. Энергичные электроны, которые высыпаются в ионосферу в период авроральной активности, наряду с возбуждением молекул в атмосфере создают узкий пояс высокоионизованной плазмы, вытянутый вдоль аврорального овала. Токи, те-

кущие по этому поясу, образуют так называемую *авроральную электрострую (авроральный электроджет)*. Большую часть магнитных явлений, наблюдающихся в полярных областях, можно связать с магнитным эффектом этой электроструи. На более низких широтах суббуря проявляется в виде бухты или последовательности бухт с амплитудами в несколько десятков нТл. Они часто сопровождаются пульсациями $Pi2$ (см. разд. 4.6). Суббури — это явления, охватывающие почти всю планету, хотя обычно они сильнее выражены в ночном полушарии. На умеренных широтах положительные бухты в H -компоненте встречаются чаще, чем отрицательные.

Обозначения, используемые для различных возмущений магнитного поля. Точно так же, как сокращение S_q используется для обозначения солнечно-суточной вариации в невозмущенные сутки, для обозначения полей возмущений используются различные аббревиатуры.

В случае когда магнитная буря начинается внезапно, можно отсчитывать время с момента внезапного начала (SSC). Это (всемирное) время называется *шторм-временем* и определяет систему отсчета, в которой удобно представлять различные этапы развития бури. Поле, усредненное по ряду обсерваторий и представленное в виде функции шторм-времени, обозначается DSt (от английского disturbance — возмущение и storm time — шторм-время, время в пределах бури). Обсерватории, по которым определяются DSt-вариации, равномерно (в идеальном случае) распределены по долготе, так что любой долготный эффект должен исключаться за счет усреднения. Если из зарегистрированных на каждой обсерватории вариаций вычесть DSt, останется поле, зависящее в каждый данный момент от долготы. Оно обозначается DS (solar — солнечный). Оказывается, что DS меняется по мере развития бури. В результате усреднения DS-вариаций по местному солнечному времени получается поле SD. Взаимосвязь между этими полями более полно описана Чепменом ([127] с. 99).

Поля возмущений, которые либо ограничены областью высоких широт, либо особенно сильны в этой области, обозначаются DP (polar — полярный). Обычно DP принято подразделять на два типа — DP1 и DP2. Возмущение DP1 обладает резким максимумом интенсивности вблизи авроральной зоны и возникает спорадически. В основном это поле суббури. DP2 сильнее всего в полярной шапке, но при достаточной интенсивности может проследиваться до низких широт. Это поле почти всегда присутствует в полярной шапке, и его можно рассматривать как полярную суточную вариацию, хо-



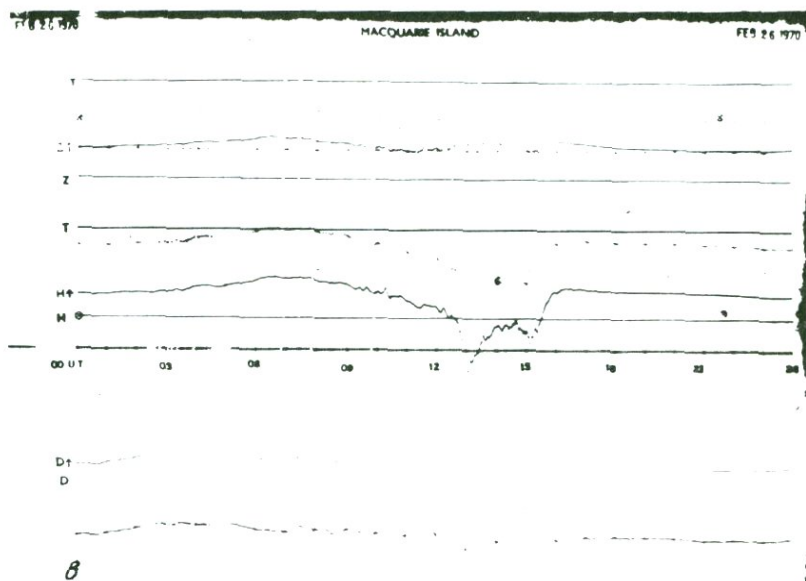


Рис. 105. Магнитограммы, на которых в период от 12 до 16 ч всемирного времени зарегистрирована суббуря на обсерваториях: *a* — Порт-Морсби (геомагнитная широта — $18^{\circ},3$), *б* — Туланги (геомагнитная широта — $46^{\circ},4$), *в* — о. Макуори (геомагнитная широта — $60^{\circ},8$). Чувствительности магнитометров различны; интервалы изменения H -компоненты во время суббури составляли в Порт-Морсби 23 нТл, в Туланги 34 нТл, на о. Макуори 618 нТл.

тя его происхождение совершенно отлично от происхождения суточной вариации, описанной в предыдущем разделе. DP2-вариации отличаются от DP1 тем, что их фаза (т. е. направление движения отдельных бухт) одинакова для всех широт в вечернем секторе, но противоположна на средних широтах утреннего сектора.

На некоторых высокоширотных станциях суточная вариация очень сильно зависит от направления ММП. Это явление называется *эффектом Свалгарда — Мансурова* [381, 567] и иногда сокращенно обозначается DPY. DSt-вариации обладают двумя ярко выраженными особенностями — понижением и последующим восстановлением H и серией накладывающихся на этот процесс суббурь. Считается, что первая из этих особенностей обусловлена текущим в западном направлении кольцевым током, охватывающим Землю на расстоянии нескольких земных радиусов. Поле этого кольцевого

тока иногда обозначается буквами DR (ring — кольцевой), причем

$$DSt = DR + DP1.$$

МЕХАНИЗМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ. В течение многих лет геофизикам не удавалось объяснить механизм возникновения магнитных бурь. О тесной их связи с солнечной активностью знали уже с начала XX в. Значительное продвижение вперед связано с открытием так называемых *свистов* (*свистящих атмосфериков*). Это электромагнитные сигналы звуковых частот, возникающие при молниевых разрядах и распространяющиеся по волноводам, образованным силовыми линиями геомагнитного поля, из одного полушария в другое. Их особый свистящий характер обусловлен частотной дисперсией сигнала, из-за которой он воспринимается на слух как свист понижающегося тона. Дисперсия зависит от концентрации плазмы в волноводе. Свисты оказались первым свидетельством того, что околоземное пространство не является вакуумом и заполнено заряженными частицами. Появление несколькими годами позже искусственных спутников дало возможность проводить *подробные непосредственные измерения физических характеристик ближайших окрестностей Земли* и поставить теорию магнитосферы на наблюдательную основу.

Несмотря на эти успехи, до сих пор сохраняется значительное расхождение во мнениях относительно многих деталей процессов, приводящих к магнитным бурям. Ниже приводится качественное описание одной из точек зрения, основанное на обзорах [402] и [431]. Однако в литературе можно найти множество противоположных мнений ([385], с. 813), особенно если речь идет о том, насколько важную роль играет пересоединение силовых линий [16, 360]. В наши дни наблюдается быстрый прогресс в данной области, и похоже, что скоро в существующие взгляды по этому вопросу будут внесены значительные изменения.

Внезапные импульсы и DP2. Проследим, как проявляются изменения в солнечном ветре на Земле, включая магнитосферу. В разд. 4.3 отмечено, что положение магнитопаузы определяется равновесием между кинетическим давлением солнечного ветра и давлением магнитного поля в магнитосфере. Любое возрастание либо плотности плазмы, либо скорости солнечного ветра будет иметь следствием смещение магнитопаузы к Земле. В течение очень короткого времени действие возросшего давления проявится не только на дневной, но и на ночной стороне магнитопаузы. Таким образом, увеличение давления солнечного ветра сжимает всю магнитосферу. Это приводит к сжатию силовых линий внутри магнитосферы и

возрастанию горизонтальной компоненты геомагнитного поля. Такое сжатие регистрируется в виде резкого увеличения на несколько десятков $nTл$ горизонтальной компоненты, которое называется внезапным импульсом (SI). Явления, регистрируемые на земной поверхности, несколько сложнее из-за того, что возмущение распространяется от магнитопаузы в виде гидромагнитной волны и фильтруется проводящей ионосферой. Наблюдается, например, усиление экваториальной электроструи на магнитном экваторе. Внезапный импульс SI можно представить как результат смещения мнимого диполя (разд. 4.3) в сторону Земли.

Если условия благоприятны, внезапный импульс может послужить началом периода повышенной возмущенности, приводя к возникновению суббури или даже бури. В этом случае SI представляет собой SSC.

Одно из существенных условий развития суббури заключается в том, что магнитное поле, переносимое солнечным ветром, должно иметь южную, а не северную компоненту. Это позволяет как плазме, так и электрическому полю солнечного ветра проникать в магнитосферу и переноситься вдоль силовых линий геомагнитного поля. В этих условиях силовые линии, входящие в полярную шапку, переходят в ММП и сносятся от Земли потоком солнечного ветра. Данный процесс вызывает конвекцию приполярных силовых линий (разд. 4.3) и появление соответствующего тока в полярной шапке ионосферы. Его распределение показано на рис. 88 и характеризуется сгущением тока, направленного на освещенную сторону, над полюсом и наличием двух контуров возвратных токов, сосредоточенных на высоких широтах. Эта токовая система обозначается DP2. Поле DP2 тесно коррелирует с южной компонентой ММП.

Ляцкий с соавторами [369] предложил механизм возбуждения поля DP2, включающий продольные токи. Идея состоит в том, что продольные токи «накачивают» заряд в ионосферу до тех пор, пока электрическое поле этого заряда не приведет к появлению равновесного тока. Эффекты продольного тока и педерсеновского тока в ионосфере, как сказано в разд. 4.3, взаимно уничтожаются, но соответствующие холловские токи порождают заметное магнитное поле, которое, согласно работе [369], весьма похоже на поле DP2.

Упомянутое в разд. 4.3 пересоединение силовых линий при наличии северной компоненты ММП порождает иную разновидность возмущений в полярной шапке, при которой основной ток над полюсом направлен от Солнца [431, с. 80].

Суббури. В случае когда южная компонента ММП в течение длительного времени сохраняет свою величину, а солнечный ветер

не меняется, скорость пересоединения силовых линий на дневной стороне Земли и скорость, с которой высвобождаются незамкнутые силовые линии в хвосте магнитосферы, должны уравниваться (хотя такое состояние вполне может оказаться неустойчивым [507]). Вместе с тем при внезапном увеличении давления солнечного ветра скорость пересоединения на дневной стороне на некоторое время оказывается больше соответствующей скорости в хвосте. Вследствие этого дольки магнитосферного хвоста увеличиваются, а магнитное поле там возрастает. Это в свою очередь по прошествии времени, разделяющего SSC и начало суббури или бури, вызывает увеличение скорости пересоединения в хвосте. За счет увеличения скорости пересоединения в хвосте происходит соединение силовых линий, лежащих по обе стороны нейтрального слоя, так что силовые линии из авроральной зоны замыкаются на расстоянии 20—30 земных радиусов, а не нескольких сотен, как обычно. Возникающая на данном этапе ситуация изображена на рис. 106. При этом проявляются два важных эффекта. Во-первых, горячая плазма переносится вдоль силовых линий из области плазменного слоя в ионосферу авроральных зон, что вызывает ионизацию и необычно высокую проводимость вдоль аврорального овала, особенно вблизи полуночного сектора. Перенос приводит также к возбуждению молекул

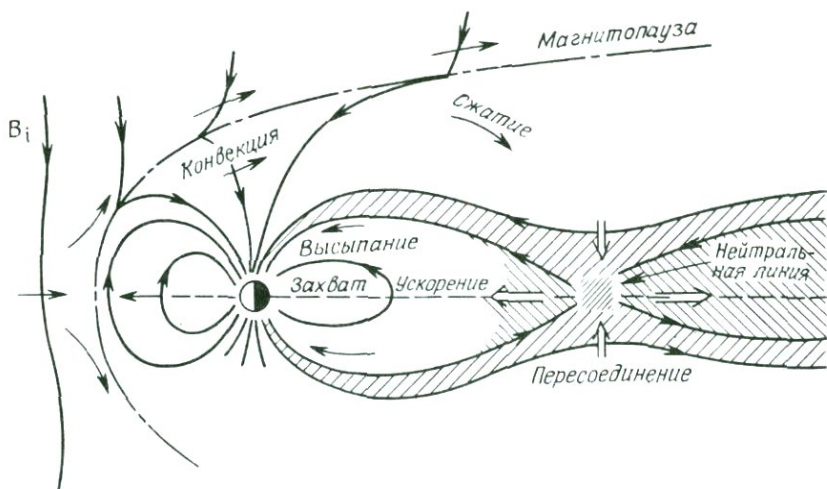


Рис. 106. Модель открытой магнитосферы, где показано пересоединение силовых линий в магнитном хвосте. С этой моделью связан один из возможных механизмов возбуждения суббури. Взято с разрешения автора из работы [507] (© 1977, «Рейдель», Дордрехт, Голландия).

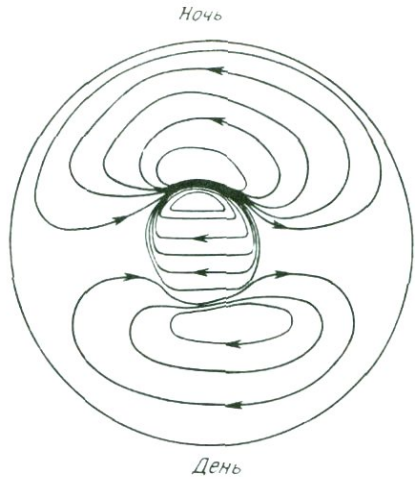


Рис. 107. Эквивалентная токовая система типичной суббури. Вероятно, лишь незначительная часть тока в авроральном овале соответствует этой картине. Оставшаяся часть представляет собой продольные токи.

воздуха в ионосфере, которое наблюдается как полярное сияние. Во-вторых, ток плазменного слоя, текущий с утренней на вечернюю сторону нейтрального слоя, накоротко замыкается через авроральный овал и связанные с ним силовые линии. Возникающие в результате продольные токи порождают суммарный ток, текущий вдоль авроральной зоны к западу, и некоторый ток на более низких широтах, направленный поперек полярной шапки, как показано на рис. 107.

Указанное распределение токов, включая продольные токи, порождает суббури, которые часто встречаются на магнитограммах на всех широтах и неизменно сопровождают главную фазу бурь. Западная электроструя вызывает значительное понижение H вблизи аврорального овала и увеличивает или уменьшает абсолютную величину Z соответственно со стороны полюса и со стороны экватора от положения электроструи. На более низких широтах совокупность возвратного тока в ионосфере и продольных токов вызывает одновременное возрастание H на большей части ночного полушария.

Трудно определить относительную важность продольных и ионосферных токов на низких широтах [27]. Любое измерение на поверхности можно связать с ионосферными токами с помощью теории, подобной той, что рассматривалась в разд. 4.4. Такое распределение тока называется эквивалентным ионосферным током. На рис. 107 показан эквивалентный ионосферный ток во время типичной суббури. Одновременные измерения на низкоширотных обсер-

ваториях и на геостационарных спутниках на $L = 6,6$ показывают, что продольные токи вносят больший вклад в низкоширотные суббури, чем ионосферные токи [156]. Не приходится сомневаться, что очень сильная отрицательная бухта, наблюдающаяся под авроральным овалом, полностью обусловлена авроральной электроструей, поскольку ее ограниченная поперечная протяженность исключает вариант с удаленным источником. Метод некогерентного рассеяния (разд. 4.2) дает возможность прямого измерения ионосферных токов, что позволяет определить их вклад в поле возмущений [76].

Продолжительность такого состояния составляет от одного до нескольких часов, что соответствует типичной продолжительности суббури. В течение этого периода ток постоянно то возрастает, то убывает со значительно меньшим характерным временем. Возбуждаются также гидромагнитные волны. Все это придает магнитограммам во время суббури их типичный нерегулярный вид (см. рис. 105). Ионосферные токи, вероятно, текут большую часть времени в пределах аврорального овала, но в огромной степени возрастают во время суббури.

Бури. Иногда смещение плазменного слоя к Земле настолько велико, что большое количество горячей (энергичной) плазмы впрыскивается из хвоста во внутреннюю магнитосферу. Это одно из условий развития магнитной бури. Другим условием является изменение геометрии области захвата. Ведущие центры движущихся в магнитосфере по спиральным траекториям частиц перемещаются с дрейфовой скоростью, которая определяется формулой (286), где наличие \mathbf{f} может быть обусловлено действием электрических полей, градиентов давления или инерциальных сил.

В результате существуют области, где дрейфовые траектории незамкнуты и куда могут проникать ионы извне, и есть области, где дрейфовые траектории представляют собой замкнутые кривые, окружающие Землю, и куда внешние ионы проникать не могут. Последние получили название *областей захвата*, поскольку ионы, находящиеся внутри этих областей, оказываются запертыми и не могут их покинуть, пока не изменится электрическое поле. Однако, если граница области захвата смещается, часть плазмы, находившейся в областях свободного доступа, оказывается в области захвата. Если смещение происходит во время инъекции плазмы из хвоста магнитосферы, концентрация энергичной плазмы во внутренних областях магнитосферы может значительно возрасти. При этом плазма вовлекается в движение, описанное в разд. 4.3. Протоны дрейфуют к западу, а электроны — к востоку, причем и те и другие порождают ток, охватывающий Землю кольцом и направленный к

западу. Это и есть тот самый кольцевой ток, существование которого было постулировано много лет назад в качестве причины главной фазы магнитных бурь. Кольцевой ток был экспериментально обнаружен Франком [220]. В этом движении участвуют частицы со всеми питч-углами, однако распределение по питч-углам таково, что основной ток сосредоточен в пределах пояса, простирающегося примерно на 2 земных радиуса в обе стороны от экваториальной плоскости на расстоянии $L = 4$ или 5. Была обнаружена [375] незначительная годовая вариация H и Z , которую связывают с сезонным смещением кольцевого тока в сторону зимнего полушария.

Считается [10], что существуют два кольцевых тока, поля которых обозначают DR1 и DR2. Поле DR1 возбуждается кольцевым током, текущим близко от Земли ($< 3R_E$), который может становиться очень интенсивным и представляет собой характерную особенность больших бурь, при которых понижение H достигает 500 нТл. Ток, вызывающий DR2, течет в более удаленной области и вызывает понижения H , не превышающие приблизительно 150 нТл.

Было отмечено [451], что полная кинетическая энергия частиц, составляющих кольцевой ток, должна быть меньше полной энергии геомагнитного поля за пределами кольцевого тока, и это обстоятельство определяет верхний предел расстояния, на котором может находиться кольцевой ток, сохраняя свою устойчивость.

Поле, связанное с кольцевым током, на земле почти однородно, направлено к югу и проявляется в виде главной фазы магнитной бури.

Медленное восстановление H до значения, предшествующего буре, объяснить не так легко. Важно то, что на протяжении большей части фазы восстановления если и наблюдается, то лишь небольшое число суббурь. Следовательно, разрушение кольцевого тока не связано с изменением границ областей захвата. По-видимому, оно объясняется потерей захваченных энергичных частиц. Предполагается [431, с. 166], что потеря вызвана перезарядкой на нейтральных водородных атомах (превращающей горячую плазму в холодную и соответственно разогревающей нейтральный газ). Это предположение согласуется с наблюдательным фактом, заключающимся в том, что распад кольцевого тока происходит приблизительно по экспоненциальному закону, из чего следует, что скорость убывания пропорциональна интенсивности самого тока. Перезарядка более вероятна вблизи Земли, и поэтому более эффективна в случае про-

тонов с малыми питч-углами. Постоянная времени распада может зависеть от скорости уменьшения питч-угла. Отмечена связь этого процесса с появлением устойчивых красных дуг [140, 141].

Постоянная времени процесса восстановления после мощных бурь меньше, чем после умеренных или слабых. Это связывают [10] с более быстрым распадом DR1 по сравнению с DR2.

Сжимающее воздействие на магнитосферу, которое вызывает SI или SSC, должно способствовать инжекции плазмы из хвоста магнитосферы. Данное обстоятельство может быть причиной того, что SSC часто служит запускающим фактором для магнитной бури. Однако, даже если причинная связь отсутствует, следует ожидать, что SSC должно предшествовать буре хотя бы потому, что оно является вестником возросшего давления в солнечном ветре.

Было высказано предположение [8, с. 5], что магнитосферные суббури, по существу представляющие собой возрастание числа энергичных протонов в магнитосфере, помимо того что они возбуждают авроральную электрострую, обладают кумулятивным эффектом.

Если они происходят достаточно часто, это может приводить к возникновению кольцевого тока и развитию главной фазы магнитной бури.

Хотя в литературе появилось много теорий механизма магнитных бурь, полная и общепринятая теория — пока дело будущего. Свежий обзор различных точек зрения читатель найдет в работе [402].

4.6. ПУЛЬСАЦИИ И ЭФФЕКТЫ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

Наряду с суточными вариациями, бурями и суббурями существует множество различных типов короткопериодных вариаций магнитного поля. Вероятно, что еще не все из них выявлены. В этом разделе мы коснемся лишь двух видов этих разнообразных вариаций, которые привлекли значительное внимание.

Пульсации. Очень часто на магнитограммах по всем компонентам наблюдаются слабые почти синусоидальные флуктуации. Они называются *геомагнитными пульсациями* или (в более старой литературе) *микрорпульсациями*. Их отличительной особенностью является синусоидальная форма, обычно настолько хорошо выраженная, что в любое время можно на глаз определить период. На рис. 108 показаны пульсации Pc5, зарегистрированные в период от 16.30 до 22.00 UT на обсерватории о. Макуори.

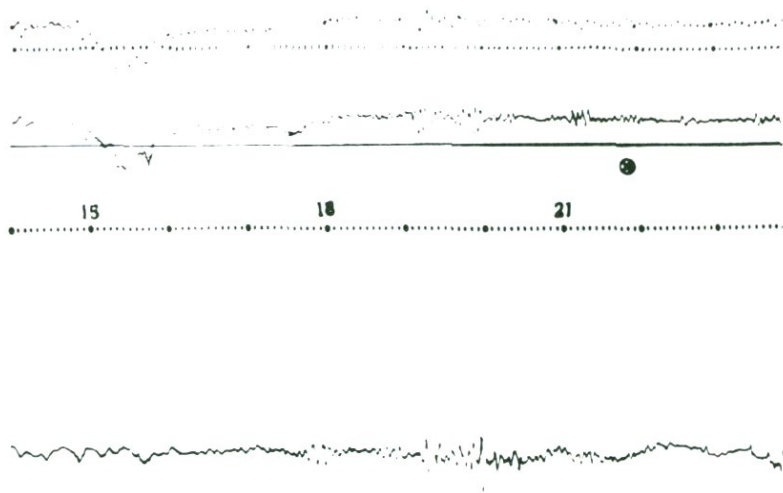


Рис. 108. Часть магнитограммы, полученной на обсерватории о. Макуори, где можно видеть несколько всплесков пульсаций Pc5. Верхняя кривая относится к *H*-компоненте, нижняя — к *D*-компоненте. Максимальный размах колебаний в *H*-компоненте составляет 150 нТл. Магнитограмма предоставлена директором Бюро минеральных ресурсов, геологии и геофизики в Канберре и используется с его разрешения.

Пульсации разделяются на классы в зависимости от степени их регулярности и периода. Те, у которых амплитуда либо постоянна, либо регулярно меняется, называются Pc (pulsations continuous — регулярные пульсации). Существует другой тип пульсаций, которые напоминают затухающие колебания, причем каждый пакет содержит от 5 до 20 периодов пульсаций. Такие пульсации относят к типу Pi (irregular — нерегулярный).

В пределах каждого типа пульсации подразделяются в соответствии с их периодами следующим образом [302, 289]:

$$\begin{array}{ll}
 Pc1 = 0,2 - 5 \text{ с}, & Pi1 = 1 - 40 \text{ с}, \\
 Pc2 = 5 - 10 \text{ с}, & Pi2 = 40 - 150 \text{ с}, \\
 Pc3 = 10 - 45 \text{ с}, & Pi3 = > 150 \text{ с}, \\
 Pc4 = 45 - 150 \text{ с}, & \\
 Pc5 = 150 - 600 \text{ с}, & \\
 Pc6 = > 600 \text{ с}, &
 \end{array}$$

Такое деление в известной мере условно, и эти классы в значительной мере перекрываются. Но, очевидно, существует ряд свойств,

по которым различаются пульсации, принадлежащие разным классам. Были обнаружены [513] максимумы частоты появления посреди спектральных интервалов, соответствующих Pc3, 4 и 5, и глубокие провалы вблизи периодов 10, 45 и 150 с.

Так же как и для всей совокупности геомагнитных вариаций в целом, наблюдается общая тенденция к убыванию амплитуды пульсаций с уменьшением их периодов.

Более короткопериодные пульсации настолько слабы, что их можно не заметить на обычных магнитограммах с чувствительностью 3 нТл/мм и скоростью развертки 20 мм/ч. Часто используется специальное оборудование, например магнитографы с большой скоростью развертки (см. разд. 1.6), индукционные кольца и высокочувствительные флюксометры. Пульсации можно обнаружить, измеряя разность потенциалов между заземленными зондами, но результат измерений зависит от проводимости породы (см. разд. 5.5). В работе [113, с. 825] приведен перечень использовавшегося в 1968 г. оборудования. Впоследствии применялись криогенные магнитометры [645], но они еще не нашли достаточного распространения.

В литературе по пульсациям отмечаются значительные противоречия. Это неудивительно, если принять во внимание, что период, амплитуда и частота появления (которая сама должна зависеть от амплитуды), вместе взятые, могут зависеть от геомагнитной широты, времени суток, возмущенности, сезона. Например, годовая вариация частоты появления Pc3 зависит от фазы солнечного цикла, а суточная вариация Pc5 зависит от широты. Pc1 охватывает интервал периодов, которые могут различаться до 25 раз, так что следовало бы ожидать каких-либо изменений, связанных с периодом. Однако наблюдается хорошее согласие характеристик, что отражено в нескольких обзорах [577, 300, 514, 445]. Ниже будут коротко перечислены основные свойства пульсаций.

Pc1. Это наиболее короткопериодные из обычно наблюдаемых пульсаций и обладающие самой малой амплитудой. Наиболее часто встречаются периоды в диапазоне от 2,5 до 5 с с амплитудами от 10 до 100 пТл (пикотесла). Они чаще всего встречаются в периоды с низким уровнем K -индекса после магнитной бури. Их часто называют *гидромагнитными эмиссиями* (HME). На широтах ниже 60° Pc1 чаще всего наблюдаются рано утром. На высоких широтах они чаще появляются в дневные часы в диапазоне периодов от 3 до 8 с и достигают амплитуды порядка 100 пТл. Часто они отсутствуют в течение недели или более, чего не случается с более длиннопериодными пульсациями.

Характерной особенностью пульсаций Pc1 является модуляция амплитуды, так что они выглядят как волновые пакеты или бие-ния. Запись этих пульсаций напоминает нить жемчуга, поэтому их называют *жемчужинами*. Каждый волновой пакет содержит от 70 до 100 периодов пульсаций [155]. В пределах каждой «жемчужины» (пакета) наблюдается убывание периода, обычно от 5 до 2,5 с.

Наряду с «жемчужинами» наблюдаются немодулированные пульсации Pc1; иногда их называют *непрерывными эмиссиями*.

Pc2, Pc3, Pc4. Хотя эти типы пульсаций обладают рядом характерных отличий, они во многих отношениях выглядят как однородный класс, в пределах которого изменение свойств в зависимости от периода происходит непрерывно.

Суточный ход меняется в зависимости от периода пульсаций следующим образом: Pc2 и Pc4 чаще появляются ночью, а Pc3 — днем. Точнее, пульсации с периодами, не превышающими 18 с, редко встречаются днем, а пульсации в диапазоне периодов от 18 до 40 с редко встречаются ночью (см. [514], рис. 19).

Период понижается с возрастанием возмущенности. Так, Pc4 обычно наблюдаются при $K_p = 0-1$, Pc3 — при $K_p = 2-3$, а Pc2 — в возмущенные периоды.

Все три типа имеют более высокие амплитуды на авроральных и субавроральных широтах. Амплитуды меняются от величин порядка 100 пТл (для Pc2) до 5 нТл (для Pc4). Похоже, что существует связь с пульсирующими сияниями.

Обычно эти пульсации наблюдаются одновременно на территориях континентального масштаба, но иногда охватывают целое полушарие. Сообщалось [443] о наблюдавшейся высокой степени когерентности на расстояниях порядка тысяч км для пульсаций Pc3 и Pc4. С другой стороны, известны случаи [483], когда пульсации того же типа были ограничены в широтном направлении интервалом в 150 км.

Pc5. Это главным образом высокоширотные пульсации в том смысле, что вблизи авроральной зоны наблюдается резкий максимум амплитуды. Однако Pc5 часто можно наблюдать на всей планете. Амплитуда значительно превышает амплитуды описанных выше пульсаций. Вблизи авроральной зоны обычны амплитуды в 100 нТл, а временами наблюдаются Pc5 с амплитудой в несколько сотен нТл.

С возрастанием K_p амплитуда Pc5 увеличивается, выходя на плато при $K_p = 4$, а широта максимума частоты появления уменьшается [273], что характерно также для видимых сияний. Однако

сообщалось [254] и о противоположной тенденции. Суточная вариация имеет сложный вид и зависит как от широты, так и от числа солнечных пятен. Пульсации Pс5 обычно наблюдаются вблизи авроральной зоны после возмущенного периода, иногда продолжаясь весь день с непрерывно уменьшающимся периодом и амплитудой. Пульсации, изображенные на рис. 108, появились после периода умеренной возмущенности.

НЕРЕГУЛЯРНЫЕ ПУЛЬСАЦИИ (Pi1 и Pi2). Они наблюдаются в виде цугов затухающих синусоидальных волн, причем каждый цуг содержит около 10 периодов. Такие цуги часто следуют друг за другом через нерегулярные промежутки времени. Разница между Pi1 и Pi2 не очень четко выражена. Они часто встречаются одновременно, хотя обычно Pi1 ограничены областью высоких широт. Пульсации Pi2 обычно появляются в начале или вблизи от начала бухты. В период минимального числа солнечных пятен больший процент бухт сопровождается пульсациями Pi2, чем в период максимального числа пятен, однако, из-за того что бухты чаще встречаются во время максимума, связь поведения Pi2 с солнечным циклом имеет сложный характер. Как и для большинства пульсаций, периоды, как правило, понижаются с ростом K_p .

В работе [515] отмечено, что амплитуда этих пульсаций максимальна в пределах аврорального овала, а минимум амплитуды и изменение фазы наблюдаются на широте 60° , что соответствует параметру L , приходящемуся на плазмопаузу. Есть также вторичный максимум в непосредственной близости от этой широты, но ближе к экватору. Положение максимума следует за перемещениями аврорального овала [438]. Пульсации Pi обычно охватывают обширные районы, часто все ночное полушарие. Однако эти пульсации в общем не когерентны.

IPDP — интервалы пульсаций убывающего периода. (В отечественной литературе чаще используется сокращение КУП — колебания убывающего периода. — *Перев.*) Это пульсации, которые попадают в диапазон периодов, соответствующий Pi1, но, по-видимому, представляют собой совершенно иное явление. Период непрерывно меняется на 2—3 октавы (от 4 до 8 раз) за время порядка часа в диапазоне периодов от 0,5 до 15 с. Они часто получают выразительные названия, типа sweeper или gurgler (от англ. sweep — нестись, мчаться и gurgle — журчать).

ГИГАНТСКИЕ ПУЛЬСАЦИИ. Так иногда называют мощные пульсации, попадающие в диапазон Pс4. Они, по-видимому, ближе к Pс5

как тем, что имеют большую амплитуду (до 100 нТл), так и тем, что ограничены областью авроральных и субавроральных широт. Но в отличие от Pc5 эти пульсации ограничены узкими длительными интервалами. В работе [25] исследованы гигантские пульсации в Колледже и на о. Макуори (почти сопряженные точки). Были обнаружены очень похожие спектры мощности с пиками на периодах 90, 60 и 38 с.

Поляризация и сопряженность. По большей части пульсации наблюдаются в сопряженных точках в одно и то же время. Обычно они обладают эллиптической поляризацией одного и того же знака в обоих полушариях (по отношению к магнитному полю) [483]. Плоскость, в которой лежит вектор магнитного поля, по-видимому, перпендикулярна основному магнитному полю, по крайней мере на высоких широтах. Однако это трудно утверждать с уверенностью из-за влияния наведенных в Земле токов.

ГЕНЕРАЦИЯ ПУЛЬСАЦИЙ. Синусоидальность пульсаций предполагает наличие какого-то резонанса или узкополосной фильтрации. Почти наверняка они порождаются гидромагнитными волнами, распространяющимися в магнитосфере. При этом они подвергаются фильтрации, проходя сквозь ионосферу.

Ионосфера сложным образом воздействует на пульсации в зависимости от периода и поляризации волны, широты и параметров ионосферы. Существует частота отсечки со стороны коротких периодов, зависящая от концентрации ионов. Полагают, что в этом кроется причина отсутствия Pc1 в дневное время на низких широтах.

Скорость альвеновских волн была найдена в разд. 2.4 из уравнения (139), где были опущены все члены, кроме $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Если принять в расчет градиенты давления, то обнаружится возможность распространения еще двух типов волн, которые называются *магнитозвуковыми*. Их скорость зависит от скорости распространения относительно магнитного поля. Если вместо однородного поля рассмотреть дипольное, эти волны оказываются зацепленными (связанными), что описывается системой дифференциальных уравнений относительно скорости и электрического поля. При некоторых упрощающих предположениях решения этих уравнений представляют собой тороидальные или полоидальные моды. Подробности даны в работах [300, 445], где рассчитаны периоды основной гармоники тороидальных колебаний для различных L и при различных уровнях возмущенности (которая влияет на концентрацию ионов). Период достигает максимума, когда L приблизительно соот-

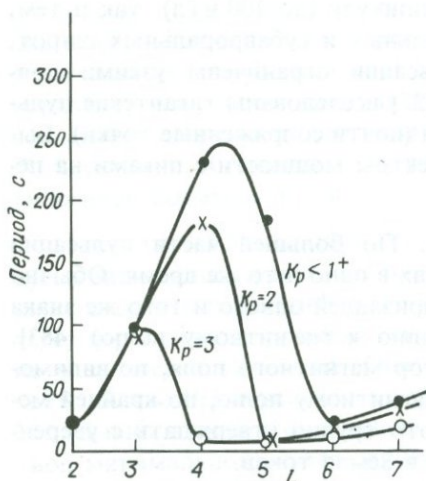


Рис. 109. Расчетные резонансные периоды L -оболочек в зависимости от L^- и K -индекса. Взято из работы [445] с разрешения издательства «Пергамон Пресс» и автора.

ветствует расстоянию до плазмопаузы, и резко понижается при больших значениях L , что показано на рис. 109.

Основные гармоники можно представить себе как колебания силовых линий. Фундаментальная полоидальная мода соответствует расширению и сжатию всех силовых линий магнитного поля. Первый оберток соответствует колебаниям в меридиональной плоскости, которые совершаются в Северном и Южном полушариях в противоположных направлениях, так что узел находится на экваторе. Обе гармоники проявляются в виде поляризованных в меридиональной плоскости пульсаций. Тороидальные пульсации соответствуют колебаниям всех силовых линий в долготном направлении. В случае основной гармоники вся силовая линия движется в одном направлении. У первого обертона колебания силовой линии направлены противоположно в Северном и Южном полушариях, а на экваторе расположен узел. Эти идеализированные колебания не должны зависеть от долготы. Реальные пульсации, вообще говоря, зависят от долготы и, следовательно, обусловлены зацепленными модами.

Помимо движения по спирали вдоль силовых линий, протоны колеблются между точками отражения и дрейфуют в западном направлении (см. разд. 4.3). Если условия благоприятствуют, то в результате такого движения энергия может переходить в гидромагнитные волны, распространяющиеся в долготном направлении вокруг Земли, и эти волны усиливаются. Частота бегущей волны, ко-

торая испытывает усиление, равна

$$f = nv_d(2\pi R_E)^{-1} \pm f_b,$$

где f_b — частота продольных колебаний протонов, v_d — скорость западного дрейфа и n — число пространственных периодов гидромагнитной волны, укладываемых по окружности L -оболочки. Эти частоты могут соответствовать диапазонам Pc2, 3, 4.

По мере возрастания K_p широта, на которой наблюдается авроральная активность, понижается. Этот процесс сопровождается сжатием плазмосферы, так что протоны более высоких энергий оказываются захваченными на более низких L -оболочках, т. е. там, где выше альвеновская скорость. Этим можно объяснить, почему при возрастании K_p от 0 до 4 преобладающий вид пульсаций переходит из диапазона Pc4 в Pc2.

Резонансы в магнитосферных полостях обеспечивают иной механизм. Альвеновская скорость

$$v_a = B(\mu\rho)^{-\frac{1}{2}} \quad (367)$$

зависит как от напряженности поля, так и от плотности. В магнитосфере по большей части изменение скорости за счет B преобладает над ее изменением за счет ρ , поэтому скорость по мере удаления от Земли падает. Однако до расстояния 2000 км от поверхности Земли ρ убывает достаточно быстро, так что v_a достигает на этом расстоянии ($1,3R_E$) максимума, после чего снижается до минимального значения на внутренней стороне плазмопаузы. Дальше плотность снова начинает резко убывать, и из-за этого появляется вторичный (меньший) максимум v_a на расстоянии $4R_E$. Пространство между этими максимумами представляет собой резонатор. Отмечалось [300], что плазмосферный резонанс приходится на область частот Pc3. Согласно работе [445], область ниже 2000 км работает как резонансный фильтр для Pc2.

Полагают, что пульсации Pc5 вызваны крутильными колебаниями силовых линий, возбуждаемыми действием солнечного ветра на магнитопаузу. Наличие высокоширотных утреннего и вечернего максимумов и направление поляризации находятся в согласии с такой интерпретацией, так же как и отсутствие Pc5 в полярных шапках [514].

До сих пор не достигнуто согласие относительно происхождения Pi. Ряд авторов [113, 626] причисляет Pi1 и Pi2 к пульсациям токов авроральной электроструи. Отмечалось [113], что 5% пульсаций соответствуют этой интерпретации. С другой стороны [515], указывается, что с интенсивностью суббури коррелирует вовсе не амплитуда, а период Pi2. Поэтому данные авторы отвергают идею о

том, что P_{i2} вызваны колебаниями тока в авроральной электро- струе, и приходят к заключению, что эти пульсации также обуслов- лены крутильными колебаниями силовых линий.

Периоды пульсаций P_{c1} слишком малы, чтобы иметь отноше- ние к гидромагнитным резонансам магнитосферы. В общем P_{c1} представляют собой бегущие волны, тогда как P_{c2} , 3 и 4 — это стоячие волны. «Жемчужины» связывают с бегущими вдоль сило- вых линий гидромагнитными волнами, которые усиливаются сверхзвуковыми захваченными протонами. Период P_{c1} — это пери- од самой гидромагнитной волны. Период повторения волновых пак- етов («жемчужин») соответствует времени, которое затрачивает волна на путешествие туда и обратно между сопряженными точка- ми. Поэтому пакеты достигают сопряженных точек приблизительно- но в противофазе, т. е. максимум амплитуды в одной из сопряжен- ных точек совпадает по времени с минимумом в другой. Изменение периода в пределах каждого пакета связано с частотной дисперсией альвеновских волн.

Проникнув сквозь ионосферу, волны распространяются в волно- воде, образованном Землей и ионосферой. На низких широтах уда- ется регистрировать пакеты, пришедшие из обоих полушарий, и наблюдаемые пакеты повторяются с удвоенной по сравнению с вы- сокоширотной областью частотой. Это явление называется *удвое- нием жемчужин*.

Более высокочастотные колебания. Как правило, амплитуда маг- нитных вариаций убывает с ростом частоты. Средний фоновый уровень геомагнитных вариаций на умеренных широтах определя- ется, согласно работе [113] (рис. 1), соотношением

$$\text{частота (Гц)} \times \text{амплитуда (нТл)} = 10^{-2}. \quad (368)$$

В работе [114] рассматривается изменение формы такой взаимосвя- зи с уровнем возмущенности.

В области инфразвуковых и низких звуковых частот существуют осцилляции, известные под названием *ELF* (extra low frequency — сверхнизкочастотные) *атмосферные резонансы*, которые на 1—2 порядка величины выделяются над фоном, задаваемым формулой (368). Из них наиболее известны *шумановские резонансы* с частота- ми (Гц).

$$f = 7,8 [n(n+1)/2]^{1/2} \text{ Гц.}$$

Резонатором является полость, образованная поверхностью Земли и ионосферой, а энергия черпается из молниевых разрядов.

На еще более высоких частотах встречаются различные явления звукового диапазона, такие, как *шипения* и *утренние хоры*. На этих частотах электрическое поле играет более важную роль, чем магнитное. Дальше в этой книге такие явления обсуждаться не будут.

Солнечные вспышки. Видимая часть атмосферы Солнца, где плотность газа достаточна, чтобы сделать его непрозрачным для видимого света, называется *фотосферой*. Непосредственно над ней расположен приблизительно 10 000-километровый слой прозрачного газа с температурой порядка 20 000 К, который называется *хромосферой*.

Действие хромосферы и фотосферы состоит в поглощении излучения фотосферы, имеющего спектр, характерный для черного тела, на длинах волн, соответствующих излучательным переходам различных элементов, прежде всего водорода, кальция, натрия. Они обнаруживаются в виде темных линий в спектре Солнца и называются *фраунгоферовыми линиями*.

Если Солнце наблюдать в одной из фраунгоферовых линий водорода (или кальция), оказывается, что часто (по времени около 5%) в хромосфере наблюдается яркое пятно размером 2—3° (в солнечной системе координат). Это явление называется *вспышкой*. Подробности его происхождения неясны, но, по-видимому, оно представляет собой сгусток хромосферного материала, движущегося под действием магнитных полей.

Вспышки в большинстве случаев медленно увеличивают свою яркость, продолжают около часа и медленно угасают. Однако во время небольшого числа вспышек, которые называются активными, происходит внезапное возрастание яркости. За минуту или менее яркость всей вспышки или ее части увеличивается на порядок. Спустя 12—30 ч после активной вспышки вероятно возникновение магнитной бури, однако нас интересуют лишь два непосредственных эффекта вспышки. Наряду со слегка возросшим излучением в видимой области во время активных вспышек чрезвычайно усиливается излучение мягких рентгеновских лучей (с длинами волн от 0,2 до 1 нм). Это излучение обладает большей проникающей способностью, чем то, что формирует слои E и F, и оно ионизирует атмосферу в слое D на высоте около 65 км. На этих высотах концентрация нейтральных частиц настолько велика, что столкновительный член в уравнении (305) становится существенным. Радиоволны, попадающие в такое время в слой D, испытывают сильное поглощение, и связь на коротких радиоволнах зачастую становится невозможной. Такое состояние ионосферы существует в течение не-

скольких минут, иногда до часа. Это явление называется *внезапным ионосферным возмущением* (SID—sudden ionospheric disturbance), или, чаще, *замиранием*. Оно возникает на всем дневном полушарии, но, разумеется, не затрагивает ночного.

Эффект солнечной вспышки. Одновременно с SID обнаруживается некоторая особенность в поведении магнитного поля, которая выглядит как маленькая бухта, которая называется *эффектом солнечной вспышки* (SFE—solar flare effect) или *крючком* (crochet). Типичная амплитуда на умеренных широтах составляет от 10 до 20 нТл. Эта особенность не воспринималась как самостоятельное явление до тех пор, пока не были обнаружены более впечатляющие эффекты, одновременно появляющиеся на Солнце и в ионосфере [574].

Существует несколько признаков, которые отличают SFE от того типа бухт, который связан с суббуриями.

1) Эффект солнечной вспышки обладает характерной формой с очень быстрым возрастанием и более или менее экспоненциальным возвратом к исходному значению. Все явление продолжается меньше часа.

2) Эффект возникает одновременно по всему дневному полушарию и только этим полушарием ограничен.

3) Этот эффект, когда бы он ни возникал, увеличивает суточную вариацию. Например, SFE в околополуденное время связан с увеличением H на низких широтах и уменьшением на широтах выше 35° . Величина эффекта более или менее пропорциональна суточной вариации в момент его появления.

4) Величина эффекта не возрастает в авроральной зоне, как это бывает у бухт, связанных с суббуриями.

5) Начало явления точно совпадает по времени с активностью солнечной вспышки в видимом спектре.

Все перечисленные характеристики можно объяснить возрастанием ионизации в D-слое под действием солнечных рентгеновских лучей. Совпадение SFE по времени с активностью вспышки в видимом спектре показывает, что повышенная ионизация связана с электромагнитным излучением Солнца, а не с корпускулярными потоками.

Из перечисленных выше свойств был сделан вывод о том, что токи суточной вариации должны течь также и в D-слое [401]. Этот вывод был основан на сходстве суточной вариации и полей SFE, а также на том факте, что токовую систему SFE можно однозначно связать с D-слоем.

Впрочем, были найдены и небольшие различия между двумя токовыми системами [605, 418]. По-видимому, общая параллельность двух полей обусловлена близким сходством систем ветров на обоих уровнях. Добавочная ионизация в слое D вызывает появление добавочного почти параллельного поля, складывающегося с полем суточной вариации.

Позднее измерения на ракетах недвусмысленно показали, что высота, на которой текут токи суточной вариации, соответствует E-слою.

Глава 5

ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПОЛЯ

Когда Шустер в 1889 г. обнаружил, что незначительная часть суточных вариаций поля имеет земное происхождение, он сделал вывод, что эта часть обусловлена избыточными токами, индуцированными в проводящей Земле большим внешним полем. Шустер отметил: «Мы должны были этого ожидать». В настоящее время мы обычно называем внешнее и внутреннее поля соответственно *первичным* и *вторичным*.

Интересен не столько сам факт существования вторичного поля, сколько соотношение амплитуд и фаз первичного и вторичного полей. Эти величины дали ценную информацию о распределении электропроводности внутри Земли.

Обычно для определения удельной электропроводности применяется метод подбора, основанный на решении так называемой прямой задачи (*прямого моделирования*). Задается некоторая модель распределения электропроводности, а затем по данному первичному полю вычисляется вторичное магнитное поле. На основе этого расчета можно вычислить отношение вторичного и первичного, вертикального и горизонтального магнитных полей, а также отношение горизонтального электрического поля к магнитному. Затем та из этих величин, которая легче всего может быть изменена, сравнивается с вычисленным ее значением, и, если необходимо улучшить согласие между модельными и экспериментальными данными, модель изменяется. Подход такого типа, в котором используется отношение электрического поля к магнитному, носит название *магнитотеллурического метода*. С того момента, как он был предложен Тихоновым А. Н. [571] и Каньяром Л. [110], магнитотеллурический метод стал очень популярным.

Альтернативой прямому моделированию является решение обратной задачи, при котором распределение электропроводности находят непосредственно по данным наблюдений. С принципиальной точки зрения этот подход имеет много преимуществ, но во многих случаях он сопряжен с определенными математическими трудностями.

В этой главе мы приведем и обобщим сведения о распределении электропроводности, полученные на основе методов электромагнитной индукции, — сначала рассмотрим усредненную глобальную кривую, а затем отклонения от нее. При этом в первом разделе главы мы изучим некоторые вопросы теории, лежащей в основе индукционных методов исследования Земли.

5.1. ТЕОРИЯ ИЗБЫТОЧНЫХ ТОКОВ

Фундаментальное уравнение электромагнитной индукции в стационарных проводниках есть уравнение диффузии (153), которое, как было показано в разд. 2.4, является частным случаем уравнения (146). Последнее можно представить в виде

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \sigma \mu \partial \mathbf{B} / \partial t, \quad (369)$$

где σ и μ — электропроводность и магнитная проницаемость соответственно. Этому уравнению эквивалентно следующее:

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \sigma \mu \partial \mathbf{A} / \partial t, \quad (370)$$

где \mathbf{A} — векторный потенциал, введенный в разд. 1.3.

Уравнение (369) было получено путем исключения электрического поля \mathbf{E} из двух уравнений Максвелла (13)—(14). Мы можем также исключить из них магнитное поле \mathbf{B} и в результате получим

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \sigma \mu \partial \mathbf{E} / \partial t + \nabla(q/\epsilon), \quad (371)$$

Эти три формы уравнения диффузии эквивалентны и в равной степени фундаментальны. Второй член в правой части (371) описывает плотность электростатических зарядов q . Если небольшим вкладом смещения в суммарный ток можно пренебречь, то игнорировать влияние электростатических зарядов на поле \mathbf{E} нельзя. Это обстоятельство было отмечено Прайсом [476]. Электростатические заряды появляются, когда ток имеет компоненту, параллельную градиенту электропроводности, или пересекает разрывы электропроводности.

Поле \mathbf{B} может быть сложной функцией времени, но на конечном интервале каждую компоненту $B(t)$ можно (с любой необходимой точностью) представить в виде суперпозиции синусоидальных колебаний (волн) различной частоты. Так как уравнение (369) линейно относительно \mathbf{B} , то в каждый момент времени мы можем рассматривать лишь одну такую волну с определенной частотой, а для нахождения полного поля необходимо сложить поля, соответствующие различным синусоидальным волнам. Для отдельной синусои-

дальной волны с угловой частотой ω можно записать

$$B(t) = B_0 e^{i\omega t}, \quad (372)$$

где B_0 — комплексная амплитуда. Понятно, что физический смысл магнитного поля имеет лишь действительная часть выражения (372). Обозначим действительную и мнимую части B_0 через R и I соответственно. Тогда правая часть (372) примет вид

$$\begin{aligned} B_0 e^{i\omega t} &= (R + iI)(\cos \omega t - i \sin \omega t) = \\ &= (R \cos \omega t + I \sin \omega t) + \\ &+ i(I \cos \omega t - R \sin \omega t). \end{aligned} \quad (373)$$

Действительную часть (373) можно представить как

$$A \cos(\omega t - \phi),$$

где $A^2 = R^2 + I^2$ и $\operatorname{tg} \phi = I/R$.

Иногда аналогичным образом можно выразить изменение поля \mathbf{B} в пространстве. Если B_0 записать в виде

$$B_0 = B' e^{ikx}, \quad (374)$$

то (372) перейдет в выражение

$$B(t) = B' e^{i(\omega t - kx)}, \quad (375)$$

причем реальной волне будет соответствовать действительная часть (375).

Записывая уравнение (369) для одной синусоидальной волны, мы получаем

$$\nabla^2 \mathbf{B}_0 = -i\omega\mu\sigma \mathbf{B}_0 = k^2 \mathbf{B}_0, \quad (376)$$

где $k^2 = -i\omega\mu\sigma$, а \mathbf{B}_0 — комплексный вектор. (377)

Толщина скин-слоя и время диффузии. Уравнение (369) является уравнением диффузии. О диффузии магнитного поля в проводник уже говорилось в разд. 2.4. Здесь мы обсудим этот вопрос с несколько другой точки зрения. Рассмотрим в качестве простого примера однородное горизонтальное осциллирующее магнитное поле и полубесконечный проводник с плоской горизонтальной границей. Если считать осциллирующее поле волной, то вне проводника ее длина будет бесконечной, что соответствует пренебрежению токами смещения. Представим поле \mathbf{B} в проводнике в виде затухающей волны с амплитудой

$$B = B_0 e^{\alpha z} e^{i\omega t},$$

где B_0 теперь действительная величина. Границей проводника является плоскость $z = 0$, а ось z направлена внутрь его. Подстановка в (376) дает

$$\begin{aligned}\alpha^2 &= -i\omega\mu\sigma = k^2, \\ \alpha &= \pm(1-i)(\omega\mu\sigma/2)^{\frac{1}{2}}.\end{aligned}\quad (378)$$

Обозначая

$$s = (\omega\mu\sigma/2)^{\frac{1}{2}}, \quad (379)$$

получаем в результате

$$B = B_0 e^{-z/s} e^{i(\omega t - z/s)}. \quad (380)$$

Величину s называют *толщиной скин-слоя*. При увеличении глубины на s амплитуда уменьшается в e раз, а фаза изменяется на 1 радиан. Таким образом, толщина скин-слоя показывает, до какой глубины осциллирующее поле проникает в проводник. На расстоянии $2\pi s$ по вертикали фаза изменяется на 2π , и потому это расстояние можно назвать *длиной волны* в проводнике. На интервале одной длины волны амплитуда поля уменьшается в $e^{2\pi}$ (≈ 535) раз. Подставляя в (379) $\omega = 2\pi/T$, находим *время диффузии*

$$T = \pi s^2 \mu \sigma.$$

Это время, необходимое для того, чтобы волна прошла в проводнике расстояние, равное одной длине волны. Кстати, определенное таким образом время диффузии отличается от того, которое соответствовало формуле (154). В данном случае отсутствует источник поля.

Заметим, что из двух знаков в (378) мы оставили тот, при котором действительная часть α отрицательна. Другой знак соответствовал бы полю, экспоненциально возрастающему в проводнике, что противоречит действительности.

Однородная сфера. Это одна из немногих задач индукции, которая может быть решена аналитически в замкнутом виде. Получаемые результаты важны не только для интерпретации данных точных вариаций, но и проливают свет на решение других задач, более близких к практике.

Рассмотрим первичное поле, которому соответствует потенциал

$$U_c = B_c (r''/a''^{-1}) S_n''(\theta, \phi) e^{i\omega t} \quad (381)$$

В случае когда электропроводность сферы не зависит от θ и ϕ , оказывается, что каждая поверхностная сферическая гармоника

(скажем, S_n^m) в первичном поле возбуждает такую же сферическую гармонику во вторичном поле. Поэтому каждую из них мы можем рассматривать в отдельности, а решения представлять в виде суперпозиции гармоник. Основная трудность, с которой приходится сталкиваться, когда распределение электропроводности в модели не имеет сферической симметрии, связана именно с тем, что такое представление становится несправедливым.

Всюду ниже мы будем опускать множитель $e^{-i\omega t}$, выражающий зависимость поля от времени, и анализировать только комплексные коэффициенты при $e^{-i\omega t}$.

Как мы уже говорили в разд. 2.4, магнитное поле в проводнике, окруженном изолятором, можно представить в виде суммы полоидального и тороидального полей. Однако тороидальное поле не имеет радиальной компоненты и, следовательно, его нельзя обнаружить вне сферы. Оно также не может возбуждаться внешними полями. Поэтому мы будем рассматривать лишь полоидальное поле, которое, согласно (158), можно записать в виде

$$\begin{aligned} B_r &= C(F/r)n(n+1)S_n, \\ B_\theta &= (C/r) d(rF)/dr \partial S_n / \partial \theta, \\ B_\phi &= C(r \sin \theta)^{-1} d(rF)/dr \partial S_n / \partial \phi, \end{aligned} \quad (382)$$

где $F = F(r)$ — функция, которую необходимо определить, а C — постоянная. Мы можем опустить индекс m у сферических гармоник, так как, в силу симметрии задачи, результат не зависит от m . Постоянную C следует определить через B_e . Используя (377) и (372), мы можем записать (369) в виде

$$\nabla^2 \mathbf{B} = k^2 \mathbf{B}. \quad (383)$$

Функцию $F(r)$ необходимо определить так, чтобы \mathbf{B} удовлетворяло уравнению (383). С учетом этого, а также формулы (П41) получаем дифференциальное уравнение для F

$$d^2 F/dr^2 + (2/r) dF/dr + [(k^2 - n(n+1)r^{-2})F] = 0, \quad (384)$$

Оно совпадает с уравнением (170), если в последнем заменить γ/η на k^2 . Его решением в соответствии с (174) является функция

$$F(r) = (rk)^{-1} J_{n+1/2}(rk), \quad (385)$$

где J — функция Бесселя 1-го рода (см. приложение 4). Нам необходимо также вычислить $d(rF)/dr$. Применяя формулу для производной функции Бесселя (П77), находим

$$d(rF)/dr = (rk)^{-1} J_{n+1/2}(rk) - n(rk)^{-2} J_{n+1/2}(rk). \quad (386)$$

Так как (384) является дифференциальным уравнением 2-го порядка, оно имеет и второе решение

$$F(r) = (rk)^{-2} J_{n-2}(rk), \quad (387)$$

Однако при уменьшении r до 0 это решение стремится к бесконечности. Для того чтобы обойти сингулярность в центре сферы, мы рассматриваем лишь функции Бесселя положительного порядка.

Вне сферы поле можно представить с помощью потенциала первичного и вторичного полей

$$U = a [B_e (r/a)^n + B_i (a/r)^{n+1}] S_n(\theta, \phi), \quad (388)$$

Тогда компоненты поля на поверхности сферы (при $r = a$) принимают вид

$$\begin{aligned} B_r &= [B_e n - (n+1)B_i] S_n, \\ B_\theta &= -(B_e + B_i) \partial S_n / \partial \theta, \\ B_\phi &= (B_e + B_i) (\sin \theta)^{-1} \partial S_n / \partial \phi, \end{aligned} \quad (389)$$

Теперь мы можем применить формулы (382) и (389) к обычным граничным условиям (38) и (39) на поверхности сферы и выразить C и B_i через B_e . Обозначая $J_+ = J_{n+1/2}(ak)$ и $J_- = J_{n-1/2}(ak)$, записываем

$$\begin{aligned} C J_+ n(n+1) a^{-1/2} (ak)^{-1/2} &= -n B_e + (n+1) B_i, \\ (C/a) [(ak)^{1/2} J_- - n(ak)^{-1/2} J_+] &= -(B_e + B_i). \end{aligned}$$

Исключая из этих выражений C , получаем

$$\begin{aligned} B_i/B_e &= \frac{aknJ_- - (2n+1)nJ_+}{(n+1)akJ_-} = \\ &= \frac{nJ_{n+1/2}(ak)}{(n+1)J_{n-1/2}(ak)}. \end{aligned} \quad (390)$$

Следовательно, зная B_e , можно для заданного k вычислить B_i и C . Таким образом, мы нашли полное поле внутри и вне сферы.

При больших значениях ak правая часть (390) стремится к $n/(n+1)$. Подставляя это выражение в (389), мы видим, что в случае очень хорошего (или очень большого) проводника, а также очень быстро изменяющегося поля, радиальная компонента равна нулю. Таким образом, быстро изменяющиеся поля не могут проникать в хороший проводник. В случае $n = 1$ при соответствующем выборе направления оси функция $S_n(\theta, \phi)$ сводится к $\cos \theta$. Соответственно член с B_i в (388) принимает форму поля диполя (42), а

член с B_e — однородного поля. Таким образом, поле, индуцированное однородной сферой в однородном первичном поле, совпадает с полем диполя, момент которого определяется согласно (390).

СФЕРА С ПЕРЕМЕННОЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬЮ. Лаири и Прайс [340] решили аналогичную задачу, в которой электропроводность увеличивается с глубиной по степенному закону

$$\sigma = \sigma_0 (r/a)^{-l}.$$

В этом случае k^2 в (384) является функцией от r , а решения имеют вид функций Бесселя порядков $(2n + 1)/|l - 2|$, где $l \neq 2$.

С. П. Сривастава [545] предложил рекурсивный метод для случая, когда сфера состоит из однородных концентрических слоев. Уравнение индукции решается внутри каждого слоя, а также в центральной сферической области.

В каждом слое, исключая центральную сферу, r изменяется в ограниченных пределах и не может быть равно нулю. Следовательно, (387) является решением уравнения (384). Как показано на рис. 110, электропроводность j -го слоя, простирающегося по радиусу от r_j до r_{j-1} , равна σ_j и

$$k_j^2 = -i\omega\mu\sigma_j.$$

Если ввести обозначения

$$J_m^*(rk) = (d/dr)[(r/k)^{1/2} J_m(rk)],$$

то в соответствии с (382) магнитное поле внутри j -го слоя можно представить в виде

$$B_r = (rk_j)^{-1/2} r^{-1} [C_j J_{n+1/2}(rk_j) + D_j J_{n-1/2}(rk_j)] n(n+1) S_n, \quad (391)$$

$$B_\theta = r^{-1} [C_j J_{n+1/2}^*(rk_j) + D_j J_{n-1/2}^*(rk_j)] \partial S_n / \partial \theta. \quad (392)$$

Можно ожидать, что компонента B_θ дает в точности ту же информацию, что и B_r , поэтому нет необходимости ее рассматривать. C и D — коэффициенты, которые необходимо определить.

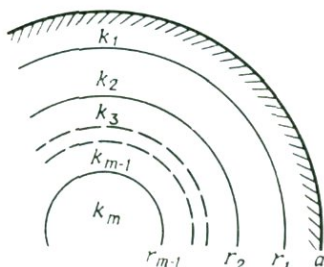


Рис. 110. Обозначения в модели концентрических оболочек сферы, электропроводность которой зависит только от радиуса.

Если в (391) и (392) мы подставим $j + 1$ вместо j , то получим выражения для поля в $(j + 1)$ -м слое. На границе между этими двумя слоями обе компоненты B_r и B_θ должны быть непрерывны (так как мы считаем, что магнитная проницаемость не испытывает скачков). Эти граничные условия дают следующие соотношения между коэффициентами C и D :

$$\begin{aligned} C_i \alpha_i &= C_{i-1} \beta_i + D_{i-1} \gamma_i, \\ D_i \alpha_i &= C_{i-1} \delta_i + D_{i-1} \epsilon_i, \end{aligned} \quad (393)$$

где

$$\begin{aligned} \alpha_i &= J_{n-1}^*(r_i k_i) J_{n-2}(r_i k_i) - J_{n-2}(r_i k_i) J_{n-1}^*(r_i k_i), \\ \beta_i &= (k_i/k_{i-1})^2 J_{n-1}(r_i k_{i-1}) J_{n-2}^*(r_i k_i) - \\ &\quad - J_{n-2}^*(r_i k_{i-1}) J_{n-1}(r_i k_i), \\ \gamma_i &= (k_i/k_{i-1})^2 J_{n-2}(r_i k_{i-1}) J_{n-1}^*(r_i k_i) - \\ &\quad - J_{n-1}^*(r_i k_{i-1}) J_{n-2}(r_i k_i), \\ \delta_i &= J_{n-2}^*(r_i k_{i-1}) J_{n-1}(r_i k_i) - \\ &\quad - (k_i/k_{i-1})^2 J_{n-1}(r_i k_{i-1}) J_{n-2}^*(r_i k_i), \\ \epsilon_i &= J_{n-1}^*(r_i k_{i-1}) J_{n-2}(r_i k_i) - \\ &\quad - (k_i/k_{i-1})^2 J_{n-2}(r_i k_{i-1}) J_{n-1}^*(r_i k_i). \end{aligned} \quad (394)$$

Если мы введем переменную

$$R_i = C_i/D_i$$

то (393) можно представить в виде рекурсивной формулы для вычисления R_j :

$$R_i = \frac{R_{i-1} \beta_i + \gamma_i}{R_{i-1} \delta_i + \epsilon_i}. \quad (395)$$

Обозначим через k_m величину k_m в центральной сфере радиуса r_{m-1} . Для того чтобы обойти сингулярность в ее центре, мы должны положить $D_m = 0$. Тогда (395) сводится к формуле

$$R_{m-1} = \beta_m / \delta_{m-1}. \quad (396)$$

по которой вычисляется начальное значение для процесса рекурсии.

С учетом (389) граничное условие на поверхности $r = a$ принимает вид

$$B_i/B_e = \frac{R_1 \beta_0 + \gamma_0}{R_1 \delta_0 + \epsilon_0}, \quad (397)$$

где

$$\begin{aligned}
 \beta_0 &= n[(ak_1)^{-1}J_{n-1}^*(ak_1) - (n+1)J_{n+1}(ak_1)], \\
 \gamma_0 &= n[(ak_1)^{-1}J_{n-1}^*(ak_1) - (n+1)I_{n-1}(ak_1)], \\
 \delta_0 &= (n+1)[(ak_1)^{-1}J_{n-1}^*(ak_1) + nJ_{n+1}(ak_1)], \\
 \epsilon_0 &= (n+1)[(ak_1)^{-1}J_{n-1}^*(ak_1) + nJ_{n-1}(ak_1)].
 \end{aligned}
 \tag{398}$$

Если поле вне сферы можно разделить на части внешнего и внутреннего происхождения (см. разд. 2.1), то их отношение (комплексное) является наблюдаемой величиной, с которой можно сравнивать модельные значения. Мы будем подробнее говорить об этом в разд. 5.2.

Экхардт [184] применил несколько другой подход. Он определил величину

$$T(r) = \frac{n}{n+1} \frac{r(dF/dr) - nF}{r(dF/dr) + (n+1)F},
 \tag{399}$$

где $F(r)$ является решением (384). При $r = a$ (на поверхности проводника) правая часть равна отношению внутреннего и внешнего потенциалов

$$T(a) = B_i/B_e.$$

Затем Экхардт вывел дифференциальное уравнение

$$dT/dr = \frac{k^2 r(n+1)}{(2n+1)n} \left[\frac{n}{n+1} - T \right]^2 - \frac{2n+1}{r} T,
 \tag{400}$$

которое можно решать численно при заданном k^2 [определенном согласно (377)].

Индукция в горизонтально-слоистом полупространстве. Приведенные выше рассуждения полезны, когда имеющиеся у нас данные охватывают всю поверхность Земли. Очень часто приходится иметь дело с наблюдениями, проводимыми на ограниченной части земной поверхности, и тогда становится необходимым использовать приближение «плоской Земли». С. П. Сривастава [545] показал, что такая аппроксимация справедлива для периодов, меньших примерно 1 сут.

Рассмотрим сначала однородное проводящее полупространство $z > 0$. Скалярный потенциал

$$U(y, z) = (-1/\nu)e^{i\omega y} (B_e e^{-\nu z} + B_i e^{+\nu z}) e^{-i\omega t}
 \tag{401}$$

представляет эллиптически поляризованную волну, «бегущую» в направлении Y со скоростью ω/ν , которую не следует путать со

скоростью распространения электромагнитной волны. В действительности это скорость источника относительно системы координат, в которой производятся измерения. Так, например, поле суточных вариаций имеет «скорость» 15 градусов долготы в час. Если пренебрегать токами смещения, то время распространения волны можно считать незначительным. Более сложные поля можно рассматривать как суперпозиции волн этого типа, поэтому достаточно решить задачу для одного такого поля. Значение стоячих и бегущих волн обсуждалось в работе Лиллея [350]. Таким образом, мы рассматриваем (401) как потенциал поля над поверхностью Земли.

Поле внутри Земли можно представить с помощью X -компоненты векторного потенциала

$$A_x = F(y)(C e^{-\alpha z} + D e^{\alpha z}) e^{-i\omega t},$$

где $F(y)$ выбирается так, чтобы \mathbf{A} удовлетворяло (370), а α — постоянная. Используя (П15), находим

$$F(y) = \exp[i(\alpha^2 - k^2)^{1/2} y], \quad (402)$$

где k определяется согласно (377).

На поверхности $z = 0$ обычное граничное условие для горизонтальной компоненты даст

$$i e^{i\omega y} (B_e + B_i) = F(y)(-\alpha C + \alpha D), \quad (403)$$

Из (402) и (403) видно, что

$$\alpha^2 = \nu^2 + k^2 \quad (404)$$

и

$$F(y) = e^{i\nu y}, \quad (405)$$

так как условие (403) должно быть справедливо для всех значений y . Аналогично из граничных условий для вертикальной компоненты следует

$$e^{i\nu y} (B_e - B_i) = i\nu e^{i\nu y} (C + D), \quad (406)$$

В проводящем полупространстве компонента A_x не может неограниченно расти при $z \rightarrow \infty$. Поэтому $D = 0$, а формулы (403) и (406) упрощаются

$$\begin{aligned} i(B_e + B_i) &= -\alpha C, \\ B_e - B_i &= i\nu C. \end{aligned}$$

Исключая C , получаем

$$B_i/B_e = (\alpha - \nu)(\alpha + \nu)^{-1}. \quad (407)$$

Одной из характеристик, часто используемых для сравнения моделей «плоской Земли» с данными наблюдений, является отношение вертикальной компоненты магнитного поля к горизонтальной. На основании (401) и (407) можно записать

$$B_z/B_y = i\nu/\alpha = i\nu(\nu^2 + k^2)^{-1/2}. \quad (408)$$

Другой часто применяемой характеристикой является отношение горизонтальной компоненты электрического поля к ортогональной ей горизонтальной компоненте магнитного поля на поверхности Земли. Поскольку токи текут в горизонтальной плоскости, т. е. параллельно скачку электропроводности, то электростатический заряд отсутствует, и мы можем переписать (20) в форме

$$\mathbf{E} = -\partial\mathbf{A}/\partial t.$$

Результирующее электрическое поле в направлении X имеет вид (опускается множитель $e^{-i\omega t}$, выражающий зависимость от времени)

$$\begin{aligned} E_X &= i\omega e^{i\nu y} C e^{-\alpha z} = \\ &= (\omega/\alpha) e^{i\nu y} e^{-\alpha z} (B_e + B_i). \end{aligned} \quad (409)$$

Таким образом, на поверхности Земли

$$E_X/B_Y = -i\omega/\alpha = -i\omega(\nu^2 + k^2)^{-1/2}. \quad (410)$$

Если $\nu^2 \ll |k|^2$ то, оставляя в разложении биннома Ньютона лишь один член, получаем формулу

$$E_X/B_Y = -i(\omega/k)(1 - \nu^2/2k^2), \quad (411)$$

которую вывел Прайс [473].

Этот метод можно обобщить на горизонтально-слоистую среду с любым числом слоев (рис. 111). На границе между слоями j и

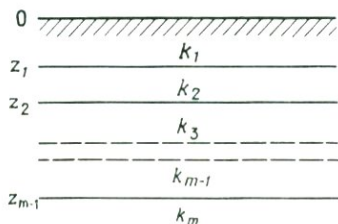


Рис. 111. Обозначения в модели плоской Земли, имеющей горизонтально-слоистую структуру электропроводности.

$j + 1$ справедливы соотношения

$$\begin{aligned} -\alpha_j C_j \exp(-\alpha_j z_j) + \alpha_j D_j \exp(\alpha_j z_j) = \\ = -\alpha_{j+1} C_{j+1} \exp(-\alpha_{j+1} z_j) + \alpha_{j+1} D_{j+1} \exp(\alpha_{j+1} z_j), \end{aligned} \quad (412)$$

$$C_j \exp(-\alpha_j z_j) + D_j \exp(\alpha_j z_j) = C_{j+1} \exp(-\alpha_{j+1} z_j) + D_{j+1} \exp(\alpha_{j+1} z_j). \quad (413)$$

Если ввести обозначение $R_j = C_j / D_j$, то из (412) и (413) можно получить

$$R_j = \exp(2\alpha_j z_j) \frac{R_{j+1}(\alpha_j + \alpha_{j+1}) + (\alpha_j - \alpha_{j+1}) \exp(2\alpha_{j+1} z_j)}{R_{j+1}(\alpha_j - \alpha_{j+1}) + (\alpha_j + \alpha_{j+1}) \exp(2\alpha_{j+1} z_j)}. \quad (414)$$

В полупространстве $z \geq z_{m-1}$ мы имеем: $\alpha = \alpha_m$ и $D_m = 0$. Рекуррентную последовательность (414) можно начать со значения

$$R_{m-1} = \exp(2\alpha_{m-1} z_{m-1}) (\alpha_{m-1} + \alpha_m) (\alpha_{m-1} - \alpha_m)^{-1},$$

Наконец, из уравнений (403) и (406) следует

$$B_i / B_e = \frac{R_1(\alpha_1 - \nu) - \alpha_1 - \nu}{R_1(\alpha_1 + \nu) - \alpha_1 + \nu}.$$

С помощью (415) мы можем получить формулу для отношения вертикальной и горизонтальной компонент магнитного поля, эквивалентную формуле (408):

$$B_z / B_y = i(\nu / \alpha_1)(R_1 + 1)(R_1 - 1)^{-1}, \quad (416)$$

Электрическое поле, как и ранее, находится дифференцированием векторного потенциала по времени

$$E_x = i\omega e^{i\nu y} [C_1 \exp(-\alpha_1 z) + D_1 \exp(\alpha_1 z)],$$

откуда следует

$$\begin{aligned} E_x / B_y = -\frac{i\omega C_1 + D_1}{\alpha_1 C_1 - D_1} = \\ = -\frac{i\omega R_1 + 1}{\alpha_1 R_1 - 1}. \end{aligned} \quad (417)$$

Отметим, что при $\nu \rightarrow 0$ правая часть (416) стремится к нулю, в то время как в (417) она остается конечной. Шмукер [523] построил эквивалентную систему рекурсий с помощью функции

$$G_l(z) = \frac{R_l \exp(-\alpha_l z) - \exp(\alpha_l z)}{R_l \exp(-\alpha_l z) + \exp(\alpha_l z)}. \quad (418)$$

На основании (412) и (413) находим

$$\alpha_i G_i(z_i) = \alpha_{i-1} G_{i-1}(z_i), \quad (419)$$

Полагая в (418) последовательно $z = z_{j-1}$ и $z = z_j$ и исключая R_j , получаем

$$G_i(z_{i-1}) = \frac{G_i(z_i) + \text{th}(\alpha_i h_i)}{G_i(z_i) \text{th}(\alpha_i h_i) + 1}, \quad (420)$$

где $h_j = z_j - z_{j-1}$. Используя (419), записываем рекуррентную формулу

$$G_i(z_{i-1}) = \frac{\alpha_{i-1} G_{i-1}(z_i) + \alpha_i \text{th}(\alpha_i h_i)}{\alpha_{i-1} G_{i-1}(z_i) \text{th}(\alpha_i h_i) + \alpha_i}, \quad (421)$$

причем в начале процесса рекурсии можно считать, что $G_m(z_{m-1}) = 1$. С учетом (418) формула (416) принимает вид

$$B_z/B_N = \frac{\rho}{\alpha_1 G_1(0)}, \quad (422)$$

а (417) переходит в формулу

$$E_N/B_N = \frac{i\omega}{\alpha_1 G_1(0)}. \quad (423)$$

Сферический проводящий слой. О важности учета вклада в индуцированное поле хорошо проводящей океанической воды ученые догадывались еще в начале века [130]. Поэтому были предприняты значительные усилия с целью расчета токов, индуцированных в сферических проводящих слоях.

Большинство работ в этом направлении основаны на двух статьях Прайса [471, 472], в которых было выведено уравнение, носящее теперь его имя. В сущности оно является одной из форм закона Ома. Рассмотрим электрическое поле в тонком проводящем слое с переменной электропроводностью, граничащем с обеих сторон с изолятором. Мы будем считать этот слой достаточно тонким, так что значимым параметром будет проводимость, проинтегрированная по всей его толщине,

$$S = 1/R = \int \sigma dz,$$

где R — поверхностное сопротивление слоя. Вследствие того что слой граничит с изолятором, ток из него не вытекает. Он блокируется поверхностными зарядами, которые влияют на электрическое поле так, что последнее в результате направлено по касательной к

поверхности слоя. То же самое справедливо и в отношении плотности тока. Если обозначить через \mathbf{E}_s и \mathbf{J}_s тангенциальное электрическое поле и поверхностную плотность тока ($\text{А} \cdot \text{м}^{-1}$), то закон Ома примет вид

$$\mathbf{E}_s = R\mathbf{J}_s. \quad (424)$$

Электрическое поле \mathbf{E}_s обусловлено как индукцией изменяющихся во времени магнитных полей, так и электростатическими зарядами, которые появляются при изменении сопротивления вдоль слоя. Вторая часть поля является градиентом потенциала, и, следовательно, ее можно исключить, взяв ротор от (424). В соответствии с (14) мы можем записать

$$\hat{\mathbf{n}} \cdot (\text{d}\mathbf{B}/\text{d}t) = \text{rot } \mathbf{E}_s = \quad (425)$$

$$= \text{rot } (R\mathbf{J}_s) = \\ = R \text{ rot } \mathbf{J}_s + \nabla R \times \mathbf{J}_s, \quad (426)$$

где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичная нормаль к поверхности слоя. Выразим теперь поверхностную плотность тока через токовую функцию K (см. разд. 1.3)

$$\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \nabla K.$$

Тогда

$$\nabla R \times \mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \nabla R \cdot \nabla K - \nabla K \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla R. \quad (427)$$

Кроме того,

$$\text{rot } \mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \nabla^2 K - \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \nabla K. \quad (428)$$

Последние члены в правых частях (427) и (428) равны нулю, так как градиенты R и K должны быть тангенциальными к поверхности слоя. Левую часть (425) удобнее представить в виде суммы вертикальных компонент первичного и индуцированного полей ($Z_e + Z_i$). Таким образом, уравнение Прайса принимает вид

$$R \nabla^2 K + \nabla R \cdot \nabla K = \nabla \cdot (R \nabla K) = -\partial Z_e / \partial t - \partial Z_i / \partial t. \quad (429)$$

Оно связывает вертикальную компоненту суммарного поля в слое с токовой функцией K .

Хоббс и Прайс [276] вывели ряд формул, содержащих поверхностные интегралы. Индуцированное поле можно выразить через токовую функцию в виде

$$Z_i(P) = \iint (1 + \sin^2 \alpha) (8a^3 \sin^3 \alpha)^{-1} [K(S) - K(P)] dS, \quad (430)$$

а, зная индуцированное поле, токовую функцию можно найти по формуле

$$K(P) = (8\pi^2 a)^{-1} \iint [\lg(1 + \sin \alpha) - (\sin \alpha)^{-1}] Z_i(S) dS, \quad (431)$$

где 2α — угол между направлениями на точку P и элемент поверхности dS .

Приведенные выше три формулы являются основой двух итерационных методов, впервые предложенных Прайсом [471]. В обоих методах величины R и Z_e предполагаются известными. В первом методе считают вначале, что $Z_i = 0$, вычисляют K , интегрируя (429). Полученное значение K подставляют затем в (430) и вычисляют Z_i , с помощью которого по формуле (429) находят новое значение K , и т. д. Во втором методе сначала полагают, что $Z_i = -Z_e$. Это значение Z_i затем подставляют в (431) для вычисления K , которое в свою очередь используется для нахождения нового значения Z_i по формуле (429) и т. д. С физической точки зрения итерационный процесс в первом методе начинается с предположения об отсутствии индуцированного поля. Эта гипотеза была бы близка к действительности в случаях высокоомного слоя или низкочастотного поля. Итерационный процесс во втором методе начинается с предположения об отсутствии вертикальной компоненты полного поля, что было бы справедливо для идеально проводящего слоя. Следовательно, мы можем считать, что первый метод «работает» при больших R и низких частотах, а второй — при малых R и высоких частотах ω . Как показал Прайс для частного случая однородного слоя, в первом методе итерационный процесс сходится к правильному решению при условии

$$(2n + 1)R \geq 4\pi a\omega,$$

а во втором — при условии

$$(2n + 1)R \leq 4\pi a\omega,$$

где n — порядок сферической гармоники, соответствующей первичному полю, а a — радиус сферы.

Если мы подставим Z_i из (429) в (431), то получим интегральное уравнение, которое можно записать в виде

$$K = L(K) + Z', \quad (432)$$

где L — линейный оператор. Хатсон и др. [284] показали, что радиус сходимости зависит от спектра собственных значений оператора и что его можно увеличить, прибавив некоторый «ускори-

тель» к обеим частям (432). Подробности этого метода (и простой пример) можно найти в работах Паркинсона [458] и Кендалла [330]. Он применялся также Бимишем и др. [58] для решения задачи об индукции в океане. Аналогичный подход использовали Хоббс и Бригналл [274], а также Хоббс и Дэйвс [275], которые получили карты изолиний тока и индуцированные поля для S_q -вариаций во время Международного геофизического года.

Модель, аппроксимирующая влияние океана, состоит из проводящего слоя, покрывающего лишь часть сферы. На остальной ее части, соответствующей континентам, поверхностное сопротивление в (429) становится бесконечным. Поэтому вместо него лучше рассматривать поверхностную электропроводность S . Другая трудность, на которую указывал Ашур [28], состоит в том, что разрывы в функции поверхностной электропроводности приводят к бесконечным величинам плотности тока и компонент поля. По этой причине он рассматривал почти однородную проводящую полусферу, электропроводность которой непрерывно уменьшалась к краям до нуля. Используя в качестве краевых условий эквивалентную запись формулы (38), Ашур решил задачу для полусферического океана в однородном произвольно направленном первичном поле. Ответ записан в виде бесконечной системы уравнений, которую можно решить с любой требуемой точностью.

Эффект проводящей сферы. В большинстве оценок поведения глобальной кривой электропроводности как функции глубины отмечается довольно неожиданное увеличение электропроводности на глубине около 500 км. Во многих случаях на больших глубинах ее можно считать бесконечной. Простой способ учета этого явления состоит в том, чтобы рассмотреть влияние идеального проводника, расположенного на глубине 600 км. Эту модель реальной ситуации называют *проводящей сферой* [332].

Рассмотрим ток, текущий в поверхностном проводящем слое радиуса a . Он описывается токовой функцией

$$K_1 = C_1 S_n(\theta, \phi), \quad (433)$$

где S_n — поверхностная сферическая гармоника, а C_1 — коэффициент. Дифференцируя (33), можно найти вертикальную компоненту поля, созданного этим током,

$$Z_1 = (C_1/a)n(n+1)(2n+1)^{-1}(r/a)^{n-1}S_n. \quad (434)$$

Попробуем представить ток, индуцированный в проводящей среде, с помощью мнимых токов, текущих по сфере радиуса b . Токовая

функция в этом случае имеет вид

$$K_2 = C_2 S_n, \quad (435)$$

Дифференцируя (32), мы найдем вертикальную компоненту этих токов:

$$Z_2 = (C_2/b)n(n+1)(2n+1)^{-1}(b/r)^{n+2}S_n, \quad (436)$$

Необходимо потребовать, чтобы на поверхности идеального проводника ($r = R$) вертикальная компонента полного тока была равна нулю:

$$Z_1(R) + Z_2(R) = 0$$

и

$$(C_1/a)(R/a)^{n-1} + (C_2/b)(b/R)^{n+2} = 0, \quad (437)$$

Любое сочетание параметров C_2/C_1 и b , которое удовлетворяет (437), определяет допустимый мнимый ток, например, возможно, решение

$$b = R^2/a \quad \text{и} \quad C_2/C_1 = -a/R.$$

Интересное свойство этого частного решения состоит в том, что ни b , ни C_2/C_1 не зависят от n . Таким образом, если поверхностные токи представлены в виде суммы слагаемых вида (433), то и мнимые токи будут иметь эту форму. Тот факт, что отношение C_2/C_1 отрицательно, показывает, что мнимые токи текут в направлении, противоположном первичным токам. Необходимо подчеркнуть, что реальные токи текут по сфере радиуса R , а не b . Их можно найти, положив в (437) $b = R$ и подставив полученное значение C_2 в (435).

Плоский проводящий слой. Значительное число работ было посвящено вычислению индукционных эффектов на краях плоского океана. При этом модели включали или одну полуплоскость, или сочетание двух полуплоскостей с различной электропроводностью. Вайделът [618] решил задачу для случая двух бесконечно тонких полуслоев, отделенных изолятором от подстилающего идеального проводника.

В последнее время было обнаружено, что токи, текущие между океаном и подстилающим основанием, могут иметь важное значение. Этот вопрос обсуждался в работе Паркинсона и Джонса [460]. В течение небольшого промежутка времени был разработан ряд методов, предназначенных для вычисления токов в этом случае.

Бэйли [35], Фишер и др. [212] рассмотрели идеально проводящую полуплоскость ($y > 0$), лежащую на однородном проводящем основании. Николл и Уивер [428] применили этот подход к модели идеально проводящей сферы. Вассер и Вайдельт [589] обобщили модель на случай произвольной функции поверхностной электропроводности (заданной на конечной площади) и подстилающего горизонтально-слоистого разреза. Наконец, Фишер [211] сделал полезный обзор проведенной работы.

Численные алгоритмы. В ряде статей Джонса с соавторами были предложены численные методы для оценки влияния локального изменения электропроводности на существующую крупномасштабную проводящую структуру. Этот эффект обычно называют «канализацией». Основы метода были заложены Джонсом и Прайсом [321, 322], а действующие программы (на ФОРТРАНе) были представлены в работах Джонса и Паско [319] и Паско и Джонса [461]. Этот метод был распространен на трехмерные аномалии в статье Джонса и Паско [320], а в работах Лайнза и Джонса [359] и Джонса [318] он был применен для расчета модели острова вблизи береговой линии. Некоторые усовершенствования в предложенные алгоритмы были внесены Бревитт-Тейлором и Уивером [89], а в работе Бревитт-Тейлора и Джонса [88] была использована теория электрических сетей.

ОБРАТНАЯ ЗАДАЧА. С помощью каждого из описанных выше методов можно по заданному первичному полю и распределению электропроводности вычислять теоретическое поле в модели. Затем результаты, полученные с помощью такого моделирования, сравнивают с наблюдаемыми значениями поля и в случае, если они не совпадают (в пределах точности данных), изменяют модель и повторяют всю процедуру сначала. Решение обратной задачи состоит в том, что по заданным данным, более или менее автоматически, находится распределение электропроводности.

С этой целью иногда используют подход, известный под названием «метод Монте-Карло». Он оправдан при наличии достаточно больших ресурсов времени ЭВМ. При этом произвольно задают пределы возможных распределений электропроводности, а затем, генерируя случайные числа, «конструируют» распределения в рамках заданных ограничений. Для каждой из огромного количества построенных моделей вычисляют наблюдаемые отклики, и если они согласуются (в пределах ошибки эксперимента) с результатами фактических наблюдений, то их оставляют для дальнейших исследова-

дований. Полезность этого метода заключается в возможности генерирования целого семейства допустимых распределений электропроводности, диапазон изменений которых позволяет судить о том, насколько они ограничены реальными данными.

Более эlegantный подход предложили Бэйкус и Гильберт [32], которые использовали его для сейсмических задач. Паркер [452] применил метод Бэйкуса — Гильберта к задачам индукции. Этот метод принадлежит семейству так называемых «методов линеаризации». Его основную идею можно понять из следующего простого примера. Предположим, что Земля разделена на три однородные части. Тогда распределение электропроводности полностью описывается ее значениями в этих регионах: $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$, или, в векторной форме,

$$\sigma = \hat{i}\sigma_1 + \hat{j}\sigma_2 + \hat{k}\sigma_3.$$

Каждому распределению электропроводности соответствует величина наблюдаемого индукционного поля или отклика среды R . Следовательно, если мы будем рассматривать вектор σ как радиус-вектор точек в пространстве, то R будет скалярной функцией, определяемой в каждой точке соответствующим распределением электропроводности. Пусть R_0 — наблюдаемое значение отклика R . Задача состоит в том, чтобы найти точку (или точки) пространства, в которой (или в которых) величина R принимает заданное значение. Вообще говоря, отклик, известный на одной частоте, определяет в пространстве некоторую поверхность. Знание его на двух частотах определило бы в том же пространстве линию. Для определения точки, и, следовательно, единственного распределения электропроводности потребовалось бы знание отклика на трех частотах (в соответствии с размерностью σ -пространства).

Рассмотрим два распределения электропроводности: 1) некоторое произвольное распределение σ и 2) истинное распределение электропроводности $\sigma + \delta\sigma$, которое мы хотим найти. Мы считаем, что

$$R_0 = R(\sigma + \delta\sigma) = R(\sigma) + \delta\sigma \cdot \nabla R, \quad (438)$$

Такое предположение означает линеаризацию задачи. Конечно, это некоторое приближение, но оно тем лучше, чем меньше $|\delta\sigma|$ (т. е. чем ближе σ к истинному распределению). Для нахождения достаточно хорошего приближения к σ может потребоваться несколько итераций. При этом необходимо уметь решать прямую задачу, например, с помощью метода, приводящего к соотношению (397).

Тогда можно вычислить ∇R , а затем и $\delta\sigma$ [из формулы (438)]. На некоторые трудности, связанные с применением методов линеаризации для решения обратной задачи, указал Андерсен [24].

Модель с тремя областями была выбрана в этом примере из-за простоты представления векторов в трехмерном пространстве. Суть метода Бэйкуса — Гильберта (в трактовке Паркера) аналогична, за исключением того, что в нем вектор рассматривается в бесконечномерном пространстве (математики называют его *гильбертовым*), а вектору ∇R соответствует *ядро Фреше*. Паркер показал, как применять этот метод к задаче нахождения распределения электропроводности в недрах Земли. Он решает уравнение (384) численно (k в этом случае является непрерывной функцией), а в качестве наблюдаемого отклика R использует отношение горизонтального поля к вертикальному на земной поверхности. На практике обычно используют не одно, а целое семейство значений R_j , при этом на каждой частоте рассматриваются две величины — амплитуда и фаза. Мы ищем область σ -пространства, занятую пересечением всех R_j . Однако, как отметил Паркер, если мы хотим найти непрерывное распределение электропроводности по конечному числу значений отклика, то не следует ожидать единственности решения.

Это ограничение можно было бы снять, если бы мы могли получить значение рассматриваемого отклика в виде непрерывной функции от частоты (в диапазоне от 0 до ∞). Теоретически важный метод, основанный на этом подходе, был разработан Бэйли [33] и Вайдельтом [619]. (В статье Бэйли [34] был дан обзор работ в этом направлении.) Метод основан на том факте, что вторичное поле (внутреннего происхождения) обусловлено первичным полем и, следовательно, не может его «опережать». Это обстоятельство накладывает определенные ограничения на отношение величин V_i и V_e [в соответствии с обозначениями формулы (388)], которые являются преобразованиями Фурье зависящего от времени поля (372). Природа этих ограничений описана Брэйсуэллом [81, с. 267]. Оказалось, что значениям наблюдаемого отклика (на всех частотах) и этим ограничениям удовлетворяет единственное распределение электропроводности. Практическое решение обратной задачи этим методом ограничено сравнительно узким диапазоном имеющихся данных. В частности, мы никогда не знаем значений отклика на очень высоких или очень низких частотах. Тем не менее на основании адекватных данных можно (по крайней мере, теоретически) найти единственное решение.

5.2. ГЛОБАЛЬНАЯ СТРУКТУРА ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

Анализ суточной вариации. Из анализа Шустера [524] было ясно, что для объяснения наблюдаемого соотношения между суточными вариациями внутреннего и внешнего полей требуется предположить значительно бóльшую электропроводность приповерхностных пород. Кроме того, чтобы объяснить не только указанное выше соотношение, но и разность фаз, необходимо было считать, как указал Лэмб, что электропроводность внутри Земли непостоянна и, более того, возрастает с глубиной.

Знание комплексной величины отношения внутренней и внешней частей одной гармоники суточной вариации дает фактически два значения — действительную и мнимую части указанного отношения. Это позволяет рассматривать модель с двумя неизвестными. Для интерпретации полученных результатов анализа суточных вариаций Чепмен [121] использовал модель, включающую сферу конечной проводимости, concentричную Земле, но меньшего радиуса. Ее иногда называют «моделью однородной сферы». В качестве двух неизвестных в данном случае можно выбрать радиус и проводимость. В результате анализа, проведенного по данным 1902 и 1905 гг., Чепмен пришел к выводу, что сфера, расположенная на глубине 250 км и имеющая электропроводность $3,6 \cdot 10^{-2} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$, дает результаты, согласующиеся с данными S_q -вариаций. В работе Рикитакэ [493] приводится сводка предложенных с тех пор моделей однородного ядра.

Следующий важный шаг сделали Лаири и Прайс [340]. Они применили алгоритм, рассмотренный нами ранее (см. разд. 5.1), к тем же данным, которые анализировал Чепмен, а также к аperiodическим вариациям, которые наблюдались во время главных фаз магнитных бурь. Лаири и Прайс предложили модель электропроводности, предусматривавшую наличие окруженного непроводящим слоем проводника, электропроводность которого изменяется по закону

$$\sigma(r) = \sigma_0 (r/R)^{-l},$$

где R — радиус проводящей сферы, а $\sigma_0 = \sigma(R)$.

Согласование модели с исходными данными осуществлялось с помощью трех параметров — σ_0 , R/R_E и l , причем гармонике P_3^2 суточных вариаций (это единственная гармоника, которую рассматривали Лаири и Прайс) соответствовал широкий диапазон значений l (от 0 до 30). Однако ни одна из моделей, построенных по суточным вариациям, не «работала» при рассмотрении полей D_{St} -вариаций, пока в них не включили поверхностный проводящий

слой. Как выяснили авторы, необходимо было добавить слой, эквивалентный океану с постоянной глубиной около 500 м. После этого исходным данным стали удовлетворять все модели с параметрами, изменявшимися от значений $R/R_E = 1$, $l = 30$ и $\sigma_0 = 4 \times 10^{-3} \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ до соответствующих по существу сверхпроводящему ядру с радиусом $0,9 R_E$. Эти предельные сочетания параметров называют соответственно d - и e -моделями. Все приемлемые модели характеризуются резким увеличением электропроводности на глубине около $0,1 R_E$, что составляет 600 км. Скачок электропроводности стал особенностью почти всех построенных с тех пор моделей, что привело к появлению понятия «проводящая сфера» (см. разд. 5.1).

Анализ длиннопериодных вариаций. Как видно из рис. 91, существует некоторый фон, на котором амплитуда суточной вариации возрастает почти на порядок. Этот фон увеличивается на периодах свыше 1 сут (частично этот рост обусловлен небольшим интервалом наблюдений — всего 30 сут). При более тщательном анализе обнаруживаются пики, соответствующие 27, 13,5 и 9 сут, а также 6 и 12 месяцам. Все они, за исключением последних, связаны с не совсем случайным характером появления магнитных бурь. Хотя продолжительность бурь в целом значительно меньше указанных периодов, главная фаза имеет существенную компоненту на нулевой частоте, вследствие чего все бури сопровождаются уменьшением северной компоненты.

Существует ряд преимуществ использования длиннопериодных вариаций для подбора электропроводности мантии. Низкая частота дает возможность глубже проникать в Землю [см. уравнение (380)] и в меньшей степени учитывать влияние коры и верхней мантии, где, по-видимому, более вероятны горизонтальные изменения электропроводности. Кроме того, так как на низких частотах наибольшая мощность приходится на главную фазу магнитных бурь, первичное поле достаточно хорошо аппроксимируется внешним однородным полем, которое можно описать единственной гармоникой $P_1(\cos \theta)$. Суточные вариации представляют собой бегущие волны, и для их представления требуется более сложный спектр гармонических функций.

Впервые эти преимущества применения длиннопериодных вариаций реализовали Эххардт и др. [186]. Они использовали 13,5-суточную и 6-суточную периодичность. Их метод анализа состоял в интегрировании уравнения (400), начиная с самой низкой частоты (при этом $T = n(n + 1)^{-1}$), соответствующей нескольким скин-

слоям. Исследователи обнаружили, что значения T на поверхности согласуются с распределением электропроводности Прайса — Макдональда (рис. 112), однако не согласуются с распределением типа «е» Лаири — Прайса.

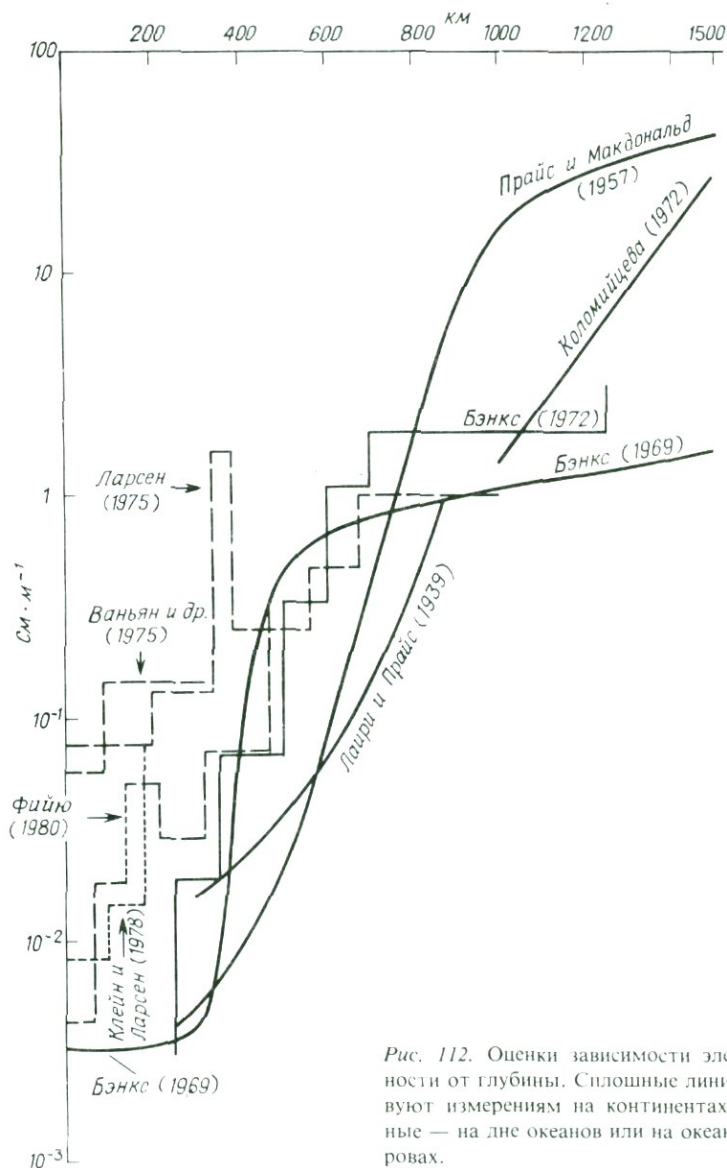


Рис. 112. Оценки зависимости электропроводности от глубины. Сплошные линии соответствуют измерениям на континентах, а пунктирные — на дне океанов или на океанических островах.

Бэнкс [37, 38] продолжил анализ длиннопериодных вариаций. В своей первой статье он рассмотрел интервал частот от 0,006 до 0,25 (число колебаний в сутки, которые описываются гармоникой $P_1(\cos \theta)$). Он подтвердил предположение Карри [157] о том, что годичной периодичности соответствует гармоника $P_2(\cos \theta)$. Для достижения наилучшего соответствия исходным данным Бэнкс применил моделирование, взяв в качестве исходной модель Лапри — Прайса.

Паркер [452] обработал те же данные с помощью метода Бэйкуса — Гильберта (см. разд. 5.1). На полученной кривой малым глубинам соответствует намного большее значение электропроводности ($0,17 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$), а на глубине свыше 750 км имеется аналогичное «плато» со значением электропроводности около $1 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$.

Во второй статье Бэнкс рассмотрел широкий диапазон значений параметра $Q (= B_l / B_e)$ на периодах от 8 ч до 1 года. Как и Экхардт [185], он отметил, что фаза Q в интервале от 0,1 до 0,2 (число колебаний в сутки) очень мала, что указывает на резкое увеличение электропроводности. Небольшая величина фазы делает ее нечувствительной к глубине, на которой происходит скачок, но тем не менее по фазе можно получить оценку скачка $0,2 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$.

Рассмотренные Бэнксом, а также рядом других исследователей распределения электропроводности представлены на рис. 112 (см. также работу Ковтун и Пороховой [338]).

Электропроводность под океанами. Все обсуждавшиеся выше распределения основаны на наблюдениях, сделанных на континентах. Очень важно выяснить, насколько отличаются от них распределения электропроводности под океанами. Такие геофизические параметры, как толщина литосферы и тепловой поток, указывают на то, что следует ожидать различий.

В Институте океанографии Скриппса был разработан метод измерения электрических и магнитных полей на дне океана [151]. Это по-существу магнитотеллурический метод, хотя техника измерений здесь должна быть совершенно другой. При проведении работ использовались различные магнитные датчики, в которых имелись простые плавающие магниты, приводившиеся в рабочее состояние как только прибор опускался на дно. Электрическое поле измерялось по разности напряжений между двумя точками, подсоединенными к вольтметру с помощью полых изолирующих трубок (соляного моста. — *Ред.*) [205].

Несмотря на технические трудности, было дано много достоверных оценок структуры электропроводности под океанами, на-

пример, Коксом и др. [151], Грингаузом [247], Поелсом и фон Герценом [465]. Судя по полученным результатам (хотя в них наблюдается некоторый разброс), электропроводность монотонно растет с глубиной от значения, немногим большего $0,01 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ на дне океана, почти до $0,1 \text{ См} \cdot \text{м}^{-1}$ на глубине 300 км.

Из проведенных в последнее время зондирований океанического дна характерна работа Фийю [206], который выполнил магнитотеллурические измерения в северо-восточной части Гавайских островов между зонами разломов Мюррей и Мендосин. Чтобы исключить из рассмотрения вариации, вызванные океаническими приливами и отливами, он отфильтровал соответствующие частоты.

Очень тщательный анализ бы проведен Ларсеном [343] в Оаху (Гавайи). Им были выполнены коррекции поля с тем, чтобы исключить влияние приливно-отливных течений, а также острова, который по существу является «дырой» в проводящем океане. Применяя к данным узкополосный фильтр, он также исключил суточные вариации. В качестве функции отклика использовалось отношение E_x/B_y , а значения электропроводности вычислялись в ходе линейаризованного итерационного процесса. В работе Клейна и Ларсена [334] были получены аналогичные результаты на небольшой глубине, но меньшие значения электропроводности на глубине выше 200 км. Из-за вулканической активности и исключительно большого теплового потока геологи называют Гавайские острова «горячей точкой», поэтому полученные там результаты могут быть нетипичными для океанов в целом.

На рис. 112 представлены профили электропроводности, полученные по измерениям в океане (Фийю, Ваньян и др.) или на океанических островах (Ларсен, Клейн и Ларсен). Основное различие между океаническими и континентальными профилями состоит, по видимому, в том, что увеличение электропроводности происходит под океанами на значительно меньшей глубине. Недавно Фийю [209] определил глубины до хорошо проводящих слоев над срединно-океаническими хребтами и вблизи них. Он считает, что чем «моложе» океаническое дно в точке наблюдения, тем меньше соответствующая глубина слоя. Возраст коры, согласно данным его наблюдений, для эпохи 1977 г. составляет 72 млн. лет.

Исландия является частью Срединно-Атлантического хребта, который местами поднимается выше уровня моря. Поэтому здесь также следует ожидать высокой электропроводности на малых глубинах. Это было подтверждено Хермансом [263], который, интерпретируя результаты магнитотеллурических исследований, отметил, что они указывают на величину электропроводности

10^{-2} См \cdot м $^{-1}$ на глубине меньше 10 км, а может быть, и на глубине 2 км.

Электропроводность нижней мантии. С помощью обсуждавшихся выше методов электропроводность можно определять лишь до некоторой глубины. До сих пор мы строили кривые электропроводности путем сравнения внешнего первичного поля с вторичным полем, которое оно возбуждает. Глубина приложения таких методов ограничена конечной величиной скин-слоя [см. (379)]. Для определения электропроводности нижней части мантии потребовалась бы вариация большего периода, чем те, которые характерны для внешних полей. Примером такой длиннопериодной вариации является вековая вариация. Однако при ее использовании возникает трудность, состоящая в том, что наблюдения выполняются не между источниками первичного и вторичного полей, а вдали от источника первичного поля, которым является ядро Земли. Если считать Землю фильтром (см. приложение 5), то можно сказать, что мы в данном случае измеряем только выход, зная который должны попытаться определить входной сигнал и передаточную функцию. Налагая разумные ограничения на первичное поле, можно ограничить и характеристики фильтра. Например, мы можем наблюдать 4-летние периоды вековой вариации [158]. Верхний предел электропроводности мантии можно найти, считая, что первичное поле изменяется мгновенно.

Одна из первых таких оценок была получена Макдональдом [392], который сделал предположение о белом спектре источника (входа) на границе коры и мантии. Он плавно соединил свою кривую с той, которая соответствует усреднению d - и e -моделей Ланри — Прайса. В результате получилась кривая, которую часто называют профилем Прайса — Макдональда (рис. 112). Оценка Коломийцевой [337] основана на 60-летней периодичности, обнаруженной в вековых вариациях. Карри считает, что наибольшее значение электропроводности для зоны толщиной 2000 км в нижней части мантии составляет 200 См \cdot м $^{-1}$ [159]. Он отмечает, что достаточно большие градиенты электропроводности нижней мантии вызывают сравнительно небольшие изменения поля на поверхности.

Олдридж считает, что временные вариации с периодами до 13 лет имеют внешнее происхождение [18, 19]. Учет такой точки зрения может потребовать изменения (в сторону увеличения) значения максимальной электропроводности мантии.

Одиннадцатилетняя периодичность почти наверняка обусловлена изменяющейся частотой магнитных бурь и поэтому связана с

внешним первичным полем. Юкутаке и Кейн [641] табулировали большое число значений отношения внутренней и внешней частей этой вариации, однако в данных наблюдался такой разброс, что на их основе трудно было дать какие-либо достоверные оценки электропроводности.

5.3. АНОМАЛИИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ

В начале нашего столетия было опубликовано несколько отдельных сообщений о неожиданно больших различиях в кривых временной зависимости магнитного поля, записанных в сравнительно близко расположенных обсерваториях. Первые систематические описания таких различий были сделаны Бартельсом в ФРГ [52] и Рикитаки в Японии [492]. Аномалии предполагают отклонение от некоторой нормы. Посмотрим, как связаны между собой элементы изменяющегося во времени поля. Согласно (388), в суточных вариациях величина B_i почти вдвое меньше B_e и имеет примерно такую же фазу. Поэтому мы могли бы ожидать, что амплитуда вариации северной компоненты будет примерно в четыре раза больше амплитуды вертикальной компоненты. Это подтверждается графиками на рис. 113, полученными на основе анализа усредненной суточной

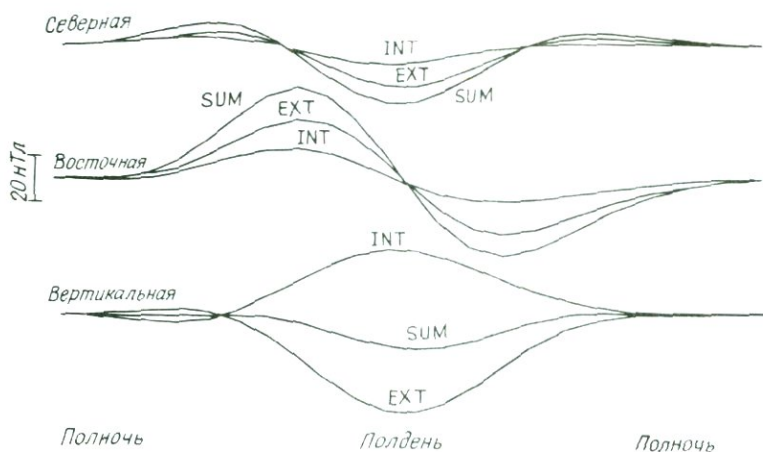


Рис. 113. Средняя суточная вариация на широте 45° с.ш. во время равноденствия в Международном геофизическом году. Отметим, что для северной и восточной компонент в отличие от вертикальной внешняя и внутренняя части поля находятся почти в фазе. (INT — внутренняя компонента; EXT — внешняя; SUM — сумма.)

вариации. Более быстрые вариации, такие, как суббури, имеют более сложный спектр гармоник, однако и в этом случае можно было бы ожидать сравнительно небольших вариаций в вертикальной компоненте.

Обнаружено, что горизонтальные временные вариации в довольно большом регионе очень похожи, тогда как вертикальная вариация существенно меняется от одного места к другому. Это видно из примера, приведенного на рис. 114. Кроме того, небольшое изменение индуцированного поля сильнее проявилось бы в Z -компоненте, чем в X - или Y -компонентах (см. рис. 113). Обычны также смены знака Z -компоненты в соседних точках. Ясно, что такое поведение вертикальной компоненты вызвано горизонтальными изменениями электропроводности, которые называют *аномалиями электропроводности*.

Для исследований таких аномалий применяют два метода. С помощью первого из них, известного как *глубинное магнитно-вариационное зондирование*, обнаруживают главным образом горизонтальные градиенты электропроводности. Другой метод — магнитотеллурическое зондирование — предназначен для определения зависимости электропроводности от глубины. Используя этот метод, можно довольно детально определить структуру электропроводности вдоль некоторого траверса.

Градиенты электропроводности можно обнаружить с помощью одного переносного магнитографа, регистрируя зависимость между компонентами изменяющегося во времени поля или проводя измерения одновременно на большой площади с помощью большого количества магнитографов. Результаты, полученные первым методом, обычно представляют в виде *индукционных стрелок*.

Индукционные стрелки. Основанием для принятия почти горизонтального поля в качестве нормального является тенденция изменяющегося во времени магнитного поля огибать проводник. Изменение электропроводности в горизонтальном направлении, связанное, например, с переменной глубиной до границы между двумя слоями с различной электропроводностью, приводит к тому, что силовые линии магнитного поля направлены вдоль наклонной поверхности вблизи скачка границы контакта. Этот эффект иллюстрируется на рис. 115. В точке около горизонтального скачка вертикальная компонента поля коррелирует с горизонтальной компонентой, параллельной градиенту электропроводности. Эту особенность можно отобразить на карте с помощью горизонтальной стрелки, направление которой коррелирует с вертикальной компо-

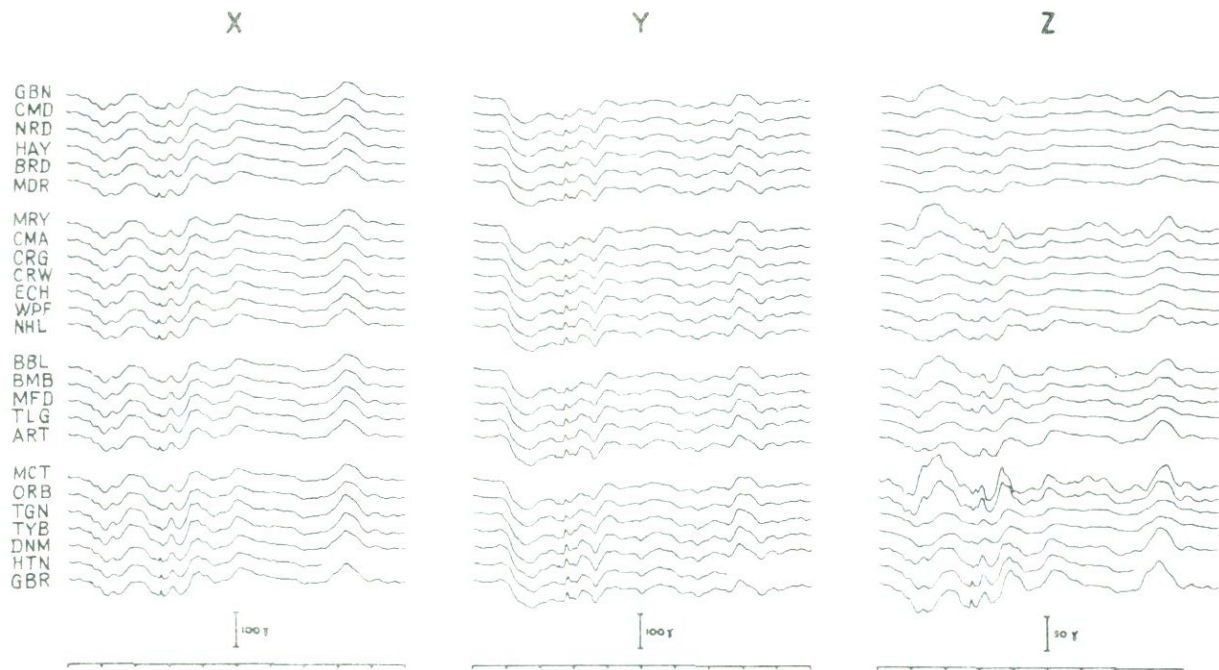
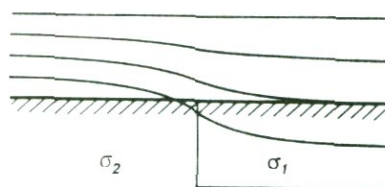


Рис. 114. Записи компонент поля, выполненные с помощью сети магнитографов за 10 ч. Каждая группа соответствует одному ряду приборов (в направлении «восток—запад») двумерной сети. Воспроизводится из работы [353] с разрешения Королевского астрономического общества и авторов.

Рис. 115. Силовые линии изменяющегося во времени горизонтального магнитного поля стремятся обогнуть более хороший проводник (σ_2), в результате чего вблизи контакта двух проводников горизонтальность поля нарушается.



нентой, а длина указывает на отношение вертикальной и горизонтальной компонент. Такие индукционные стрелки можно определить множеством способов. К сожалению, нет единого мнения относительно направления или длины стрелок; их рисуют в направлении горизонтальной компоненты, которая коррелирует с вертикальной компонентой, направленной вверх [455], а также вниз [625].

На рис. 116 приведена такая карта. Стрелки «смотрят» в направлении, которое коррелирует с полем, направленным вверх. Преобладание южного направления, по-видимому, связано с влия-

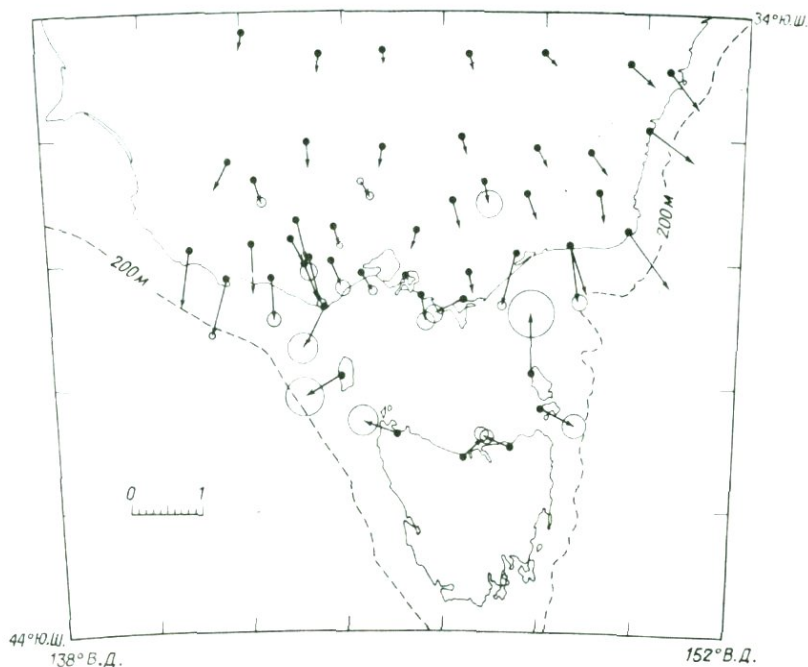


Рис. 116. Индукционные стрелки в Юго-Восточной Австралии. Отметим, что стрелки на берегу длиннее остальных и указывают на ближайшие глубоководные районы. Воспроизводится из работы [351] с разрешения Королевского астрономического общества и автора. (Масштаб длины стрелок указан слева внизу.)

нием первичного поля. Отметим изменения размера и направления стрелок около береговых линий и на островах в Бассовом проливе.

Существуют различные геометрические способы определения индукционной стрелки, однако наиболее часто используют предложенный Эвереттом и Хиндманом подход, основанный на методе наименьших квадратов [194]. Если вертикальная компонента идеально коррелирует с горизонтальной в направлении, которое определяется двумерным вектором (A, B) , то вектор поля лежит в плоскости, описываемой уравнением

$$z = Ax + By.$$

Тогда вертикальную компоненту можно представить в виде

$$Z = AX + BY, \quad (439)$$

где X, Y, Z — компоненты изменяющегося во времени поля, записанные в декартовых координатах. Как оказалось, A и B часто зависят от периода, поэтому (439) удобнее использовать, когда X, Y и Z определены как коэффициенты Фурье декартовых компонент для некоторой частоты. В этом случае A и B становятся комплексными величинами, зависящими от периода. Если X, Y, Z определены для ряда событий (таких, как суббури) и δ_j — разность между левой и правой частью (439) для j -го события, то мы выбираем A и B так, чтобы величина $\sum |\delta_j|^2$ (суммирование ведется по всему ансамблю событий) была минимальна. Мы можем записать

$$|\delta_j|^2 = (Z - AX - BY)(Z^* - A^*X^* - B^*Y^*), \quad (440)$$

где «звездочкой» помечены комплексно-сопряженные величины. Дифференцирование суммы по действительной и мнимой частям A дает

$$\partial \sum |\delta_j|^2 / \partial A_R = A^* \sum XX^* + A \sum XX^* + B^* \sum XY^* + B \sum X^*Y - \sum XZ^* - \sum X^*Z, \quad (441)$$

$$\partial \sum |\delta_j|^2 / \partial A_I = A^* \sum XX^* - A \sum XX^* + B^* \sum XY^* - B \sum X^*Y - \sum XZ^* + \sum X^*Z. \quad (442)$$

Приравнявая (441) и (442) к нулю и вычитая одно уравнение из другого, получаем

$$A \sum XX^* + B \sum X^*Y = \sum X^*Z.$$

Аналогично минимизация $\sum |\delta_j|^2$ по отношению к B_R и B_I дает

$$A \sum XY^* + B \sum YY^* = \sum Y^*Z.$$

Последние два уравнения можно разрешить относительно A и B :

$$A = \frac{\begin{vmatrix} \sum X^*Z & \sum X^*Y \\ \sum Y^*Z & \sum Y^*Y \end{vmatrix}}{D}, \quad B = \frac{\begin{vmatrix} \sum X^*X & \sum X^*Z \\ \sum XY^* & \sum Y^*Z \end{vmatrix}}{D}, \quad (443)$$

$$D = \begin{vmatrix} \sum X^*X & \sum X^*Y \\ \sum XY^* & \sum YY^* \end{vmatrix}. \quad (444)$$

По карте индукционных стрелок часто можно совершенно ясно определить направление градиента электропроводности, хотя истинные распределения электропроводности найти довольно трудно.

Аномалии электропроводности часто имеют вид вытянутых структур, простирающихся в одном направлении на большое расстояние. Такую аномалию называют *двумерной*. Вблизи от нее и действительные, и мнимые индукционные стрелки указывают одно направление на всех частотах. Это означает, что отношение A/B является в этом случае действительной величиной.

Индукционные стрелки иногда называют векторами («вектор Визе», «вектор Паркинсона»). Строго говоря, они не векторы, так как стрелка, определенная значениями A и B , усредненными по совокупности плоскостей, не совпадает со стрелкой, определенной по средней нормали к плоскостям. Вопрос об индукционных стрелках обсуждается в обзоре Грегори и Ланцеротти [248].

Площадные магнитовариационные исследования. Индукционные стрелки обычно инвариантны во времени (см. также последнюю часть разд. 5.4), поэтому можно построить карту индукционных стрелок, проводя наблюдения в ряде точек с помощью одной переносной магнитовариационной станции. Однако помимо сокращения времени, имеется много преимуществ одновременных площадных исследований с помощью 20 или более приборов. Существенный прогресс в этой области наметился с появлением надежных и недорогих переносных магнитовариационных станций Гафа и Рейцеля [239, 240].

Для отдельных событий, таких, как суббуря, можно строить карты амплитуды или фазы каждой компоненты на определенной частоте. Выбирая событие, для которого горизонтальная компонента поля ориентирована соответствующим образом, можно иногда выделить отдельные особенности сложной структуры электропроводности. Хорошим примером является работа Лиллея и Беннетта [353], которые разделили влияние электропроводности океана на южном побережье Австралии и аномалии электропроводности вблизи берега.

Другое преимущество одновременного применения нескольких магнитовариационных станций состоит в возможности определения горизонтальных градиентов поля, что в свою очередь позволяет оценить параметр ν в формуле (416). Другим способом на ограниченной площади его определить трудно. Дифференцируя выражение (401) дважды по y , мы получаем связь

$$\partial B_Y / \partial y = i\nu B_Y,$$

с помощью которой можно исключить ν из (416):

$$\begin{aligned} B_Z (\partial B_Y / \partial y)^{-1} &= \alpha^{-1} (R_1 + 1) (R_1 - 1)^{-1} \approx \\ &\approx k^{-1} (R_1 + 1) (R_1 - 1)^{-1}. \end{aligned} \quad (445)$$

Величину, стоящую в левой части (445), можно наблюдать, а правую часть этого выражения можно вычислить по известной электропроводности модели. Этот градиентный метод был впервые предложен в работе Бердичевского и др. [65] и подробно описан в статье Лиллея [350]. Может показаться, что для определения величины градиента и его направления [в формуле (445) оно обозначено буквой Y] достаточно трех точек наблюдения, заданных на двух взаимно перпендикулярных прямых. Однако, как отметили Файнберг и Бердичевский [197], мы не можем быть уверены в том, что выражение (401) описывает полное поле. Последнее можно синтезировать с помощью суперпозиции нескольких таких волн. В этом случае для применения метода необходимо подробное изучение морфологии поля, что в свою очередь требует использования широкой сети магнитовариационных станций. Лиллей и Слоанн [355] обнаружили, что определение величины, стоящей в левой части (445), на основании результатов нескольких площадных исследований, дает большой разброс, который, по-видимому, лишь частично обусловлен различными структурами электропроводности. В то же время Вудс и Лиллей [636] успешно применили этот метод для анализа суточных вариаций, зарегистрированных в Центральной Австралии.

Площадные исследования дают также возможность разделять наблюдаемые поля на части внешнего и внутреннего происхождения [24, 237] с помощью интегралов, аналогичных введенным Вестингом [595] (см. также разд. 4.4).

Магнитотеллурический метод. В то время как выражение (416) чувствительно к значению параметра ν , (417) зависит от ν лишь косвенно, через величину α , которую часто можно принимать равной постоянной распространения k ; т. е. первичное поле можно

считать однородным. В этом состоит большое преимущество магнитотеллурического метода над глубинным магнитовариационным зондированием при исследовании горизонтально-слоистых структур. Для двумерных или трехмерных геоэлектрических структур результаты, полученные с помощью любого из этих методов, можно моделировать, считая первичное поле однородным.

Прайс [473] отметил, что справедливость аппроксимации α с помощью k зависит от существования мощного проводящего слоя и что возможны ситуации, при которых вторым членом в скобках в выражении (411) пренебрегать нельзя.

Применение магнитотеллурического метода требует измерения на поверхности Земли двух компонент электрического, а также магнитного полей. Для этого используются две пары электродов с базой в несколько сотен метров, расположенных на взаимно ортогональных линиях так, что можно измерять северную и восточную компоненты электрического поля. Эти электроды подсоединены к вольтметру с высоким внутренним импедансом. Гальванические эффекты на электродах могут создавать шум, который уменьшают, применяя некоторую разновидность пористого электрода, состоящего из металлического соединения, опущенного в раствор собственной соли. Обычно для этой цели используют электроды из кадмия в растворе CdCl_2 , однако проще сделать электроды из серебра, опущенного в раствор AgCl , или из меди в растворе CuSO_4 . Некоторые исследователи применяют свинцовые электроды, зарытые на глубине 1—2 м под поверхностью. При этом важно, чтобы электроды были по возможности одинаковыми.

Другой недостаток магнитотеллурического метода состоит в том, что локальные геоэлектрические неоднородности в окрестности точки наблюдения могут оказывать существенное влияние на регистрируемое теллурическое поле. Влияние таких аномалий на глубинное зондирование обсуждалось Бердичевским и Дмитриевым [64].

Анализ результатов, полученных магнитотеллурическим методом, основан на использовании уравнения (417). С помощью выражения (414), или, что эквивалентно, (421), можно вычислить отношение E/B для любой заданной горизонтально-слоистой модели и сравнить с наблюдаемыми значениями.

Рассмотрим соотношение (410), которое применимо к однородному проводящему полупространству. Полагая $\alpha = k$, мы можем записать (410) в виде

$$E_x/B_y = -i\omega/k = (-i)^{1/2}(\omega/\mu\sigma)^{1/2} \quad (446)$$

Отношение E/H имеет размерность сопротивления, и поэтому его часто называют *импедансом* земли. Из (411) следует

$$E_X/H_Y = (-i)^3(\omega\mu/\sigma)^{1/2} \quad (447)$$

и по аналогии

$$E_Y/H_X = -(-i)^3(\omega\mu/\sigma)^{1/2}, \quad (448)$$

Введя тензор \mathcal{Z}_{ij} , последние два уравнения можно записать в виде

$$E_i = \mathcal{Z}_{ij}H_j, \quad (449)$$

где

$$\mathcal{Z}_{XX} = \mathcal{Z}_{YY} = 0 \quad (450)$$

и

$$\mathcal{Z}_{XY} = -\mathcal{Z}_{YX} = (-i)^3(\omega\mu/\sigma)^{1/2}. \quad (451)$$

В общем случае, когда электропроводность не является постоянной вдоль горизонтального или вертикального направлений, тензор \mathcal{Z}_{ij} можно определить с помощью (449), а его компоненты можно найти, решая систему уравнений

$$E_X = \mathcal{Z}_{XX}H_X + \mathcal{Z}_{XY}H_Y, \quad (452)$$

$$E_Y = \mathcal{Z}_{YX}H_X + \mathcal{Z}_{YY}H_Y, \quad (453)$$

например, минимизируя сумму квадратов остатков, как это мы делали выше при вычислении A и B в (439). Суммирование лучше всего проводить по совокупности событий (например, суббурь) отдельно для каждой частоты. Альтернативный подход состоит в суммировании по частоте для одного или нескольких событий. Эта возможность основана на том факте, что компоненты тензора \mathcal{Z}_{ij} изменяются с частотой медленнее, чем компоненты поля [607].

Компоненты \mathcal{Z}_{ij} непосредственно дают важную информацию о структуре электропроводности. Если она одномерная (т. е. электропроводность зависит только от глубины), то

$$\mathcal{Z}_{XX} = \mathcal{Z}_{YY} = 0$$

и

$$\mathcal{Z}_{XY} = -\mathcal{Z}_{YX}.$$

Если электропроводность однородна, то

$$\mathcal{Z}_{XY} = -\mathcal{Z}_{YX} = (\omega)^{1/2}.$$

В случае когда структура двумерна, т. е. электропроводность зависит от глубины и одного горизонтального направления, и аномалия вытягивается на бесконечность в перпендикулярном ему горизонтальном направлении (направлении простиранья структуры), то

$$\mathcal{F}_{XY} \neq -\mathcal{F}_{YX},$$

а

$$\mathcal{F}_{XX} = \mathcal{F}_{YY} = 0$$

(при условии, что одна из осей параллельна направлению простиранья структуры). Поскольку сумма $\mathcal{F}_{XX} + \mathcal{F}_{YY}$ не зависит от ориентации осей (являясь следом матрицы тензора), критерий двумерности распределения электропроводности состоит в том, что должно выполняться условие

$$\mathcal{F}_{XX} + \mathcal{F}_{YY} = 0.$$

Направление простиранья структуры можно найти, вращая оси координат до тех пор, пока компоненты \mathcal{F}_{XX} и \mathcal{F}_{YY} не станут равны нулю. Его легче определить, измеряя вертикальную и две горизонтальные компоненты магнитного поля и применяя метод глубинного магнитовариационного зондирования. По этой причине обычно при магнитотеллурическом зондировании измеряют вертикальную компоненту поля наряду с двумя горизонтальными.

Другим полезным параметром является *кажущееся сопротивление*. Оно определяется как величина, обратная электропроводности, которая в свою очередь вычисляется согласно формулам (447) и (448):

$$\rho_k = \frac{1}{\sigma} = \frac{1}{\omega\mu} \frac{|E|^2}{|H|^2} = \frac{\mu}{\omega} \frac{|E|^2}{|B|^2}. \quad (454)$$

Если структура электропроводности одномерна, то направления векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} не имеют значения, так как в этом случае они ортогональны. В случае горизонтального градиента электропроводности кажущееся сопротивление ρ_k зависит от направлений векторов \mathbf{E} и \mathbf{B} . При этом можно определить два кажущихся сопротивления:

$$(\rho_k)_X = \frac{\mu}{\omega} \frac{E_X^2}{B_Y^2} \quad (455)$$

и

$$(\rho_k)_Y = \frac{\mu}{\omega} \frac{E_Y^2}{B_X^2}. \quad (456)$$

Результаты магнитотеллурического зондирования часто представляют в виде зависимости кажущегося сопротивления от частоты в достаточно широком частотном диапазоне (как правило, берут 40 или 50 значений). Поскольку с уменьшением частоты скин-глубина возрастает, эта кривая дает хорошее качественное представление о распределении электропроводности по глубине. Для интерпретации таких кривых на языке структур электропроводности созданы пакеты (см., например, [584, 586]), а также различные методы решения обратной задачи, обсуждавшиеся в разд. 5.1 (см., например, [436]). Проводить интерпретацию в классе двумерных структур трудно, а в классе трехмерных структур — на сегодняшний день почти невозможно. В работе Джаппа и Возоффа [323] приведен численный метод решения двумерной обратной задачи.

Возофф в работе [607] дал полезный обзор результатов магнитотеллурического зондирования и их интерпретацию. Он отмечает, что распределение электропроводности, найденное на основе решения одномерных задач в различных точках вдоль профиля, обычно дает очень хорошее представление о всей структуре электропроводности. Недавно в работе [207] был сделан обзор последних достижений в магнитотеллурике, а также связанных с ней исследований.

Береговой эффект. По-видимому, аномалии электропроводности связаны с различными географическими и тектоническими особенностями. Наиболее существенной из таких связей является наличие градиента электропроводности на границе континента и океана. Последний проявляется в том, что индукционная стрелка перпендикулярна береговой линии, а ее направление отражает более высокую электропроводность океана. Как «действительные», так и «мнимые» индукционные стрелки обычно «смотрят» в одном и том же направлении и почти не зависят от частоты, что указывает на возможность хорошей аппроксимации среды с помощью двумерной структуры. Об индукционных стрелках, указывающих на этот тип берегового эффекта, сообщалось из разных мест, расположенных на берегах Австралии, Калифорнии, Новой Зеландии, Ирландии, Индии, а также из нескольких пунктов в Африке и Южной Америке.

В большинстве сообщений о береговых градиентах электропроводности речь шла о периодах от 5 мин до нескольких часов, однако этот эффект наблюдается и на частоте суточных вариаций. Такие длиннопериодные береговые эффекты изучались в Австралии Беннеттом и Лиллеем [61] и в Канале Лиллеем [352]. Асимметрич-

ная кривая Z -компоненты в Уотеру иллюстрирует береговой эффект (рис. 92). В утреннее время эта компонента не возрастает, так как поле суточной вариации направлено на запад, однако днем она увеличивается, поскольку поле направлено на восток.

Береговой эффект — это именно то явление, которого следовало ожидать ввиду значительно большей электропроводности океанической воды по сравнению с континентальными породами. Для объяснения этого эффекта часто привлекают модель, в которой избыточные токи, индуцированные в океанах, действуют как изолированные тонкие проводящие слои. Если бы такая модель соответствовала действительности, индукция вызывалась бы вертикальной компонентой первичного поля, которая, как известно, сравнительно мала, за исключением некоторых регионов (например, авральных зон во время суббури). Это, по-видимому, означает, что береговой эффект вызывается канализацией тока вдоль береговой линии, причем этот ток может быть индуцирован на некотором расстоянии от пункта наблюдения. Вычисления, проведенные Ашуром (разд. 5.1), показывают, что береговой эффект может возникать на краях полусферической проводящей оболочки, помещенной в первичное однородное поле.

Обнаружение того факта, что электропроводность на малых частотах под дном океана существенно выше, чем под континентами, вызывает некоторое сомнение в справедливости модели изолированного проводящего слоя для океанов. Паркинсон и Джонс опубликовали результаты эксперимента со сферической моделью Земли, содержащей изолированные проводящие слои, имитирующие океаны [460]. Полученные данные не согласуются с наблюдаемыми индукционными стрелками. Авторы делают вывод, что более вероятной причиной берегового эффекта является ток, текущий по вертикальным петлям, которые образуются благодаря хорошей проводимости морской воды.

На морфологию берегового эффекта оказывают влияние особенности соответствующего континента. Там, где береговая линия является границей щита (как в западной Австралии), береговой эффект проявляется и на отдаленных островах; например, на острове, удаленном от континента на 300 км, отношение Z/B_H (B_H — горизонтальная компонента, перпендикулярная береговой линии) уменьшается вдвое по сравнению со своим максимальным значением. В областях с более высокой тектонической активностью, таких, как Калифорния, соответствующее расстояние меньше 150 км. На западе Канады обнаружено еще более быстрое ослабление берегового эффекта [137, 194].

Хотя это явление было обнаружено на большинстве береговых линий глубоких океанов, существуют и исключения. В Квебеке, например, индукционные стрелки указывают направление, противоположное тому, которое наблюдается при береговом эффекте [278]. Еще более странное исключение отмечено на о. Сэйбл, который расположен вблизи кромки континентального шельфа у о. Ньюфаундленд. Там вариация вертикальной компоненты намного меньше вариаций горизонтальных компонент, что говорит о присутствии хорошего проводника на малых глубинах [138]. Другой пример, касающийся берега Перу, будет обсуждаться в следующем разделе.

Хаттон [285], Файнберг [196], а также Паркинсон и Джонс [460] сделали обзоры по этому направлению.

Особый случай берегового эффекта отмечается на островах, удаленных от ближайшего континента. Там индукционная стрелка часто меняет свое направление на обратное при перемещении от одного берега острова к противоположному (даже если остров мал) [191, 277, 384, 517]. Такое поведение индукционной стрелки было предсказано *Воппелем* [606]. Это явление контрастирует с отсутствием берегового эффекта на берегах довольно больших внутренних морей, таких, как Каспийское и даже Средиземное. Причина этого состоит в том, что остров возмущает крупномасштабную систему индуцированных токов в океане, в то время как внутреннее море нарушает лишь систему сравнительно слабых токов, текущих внутри континента. Расчеты влияния острова проводились Ивановым и Костомаровым [298], а также Лоури [346].

Некоторые типичные аномалии электропроводности. При использовании термина «аномалия» предполагается, что имеется нормальное распределение электропроводности, отклонения от которого можно называть аномалиями. Ваньян предложил некоторые распределения электропроводности как функции глубины, типичные для различных тектонических структур [585].

Например, для стабильных шитов он предлагает зависимость

$$\sigma = 0,46 \times 10^{-8} z^{-2,76};$$

где σ выражено в $\text{См} \cdot \text{м}^{-1}$, а z — глубина (в км).

Однако в большинстве случаев аномалии предстают в виде горизонтальных градиентов электропроводности, которые выявляются на картах индукционных стрелок или по магнитотеллурическим данным. Определенные таким образом аномалии часто наблюдаются в областях с необычно высокой электропроводностью. Многие из них имеют вытянутую структуру, а некоторые состоят из обширных регионов с более высокой, чем нормальная, электропро-

водностью. На краях таких аномалий индукционные стрелки ориентированы в определенном направлении (примерно так, как в случае берегового эффекта), а внутри области наблюдаются очень небольшие изменения вертикальной компоненты. Такие аномалии встречаются в восточной и в западной Канаде [115, 138], причем, как считают, они локализованы в нижней части коры. Аналогичная ситуация отмечена в западной Венгрии [3, с. 549] и в Моулд-Бэй (канадская Арктика) [172, 426].

Другая обширная область, под которой хорошо проводящий слой расположен ближе к поверхности, чем обычно (хотя, возможно, и в мантии), охватывает Провинцию хребтов и долин Северной Америки, простирается дальше на юг и включает в себя южные районы Аризоны и штат Нью-Мексико [238]. Делалось предположение, что эта область соответствует зоне палеоспреди́нга, на которую в настоящее время надвигается Северо-Американская плита [612]. В северной части этой аномалии, в западной Канаде, проводящий слой, по-видимому, тоньше и расположен ближе к поверхности, поскольку там компонента Z затухает лишь на более высоких частотах ($T < 100$ мин) [112].

В современных зонах субдукции (где тектонические плиты сходятся и надвигаются друг на друга) распределение электропроводности отличается от нормального. Самая «эффектная» аномалия такого рода находится в Перу [522], где береговой эффект полностью компенсируется влиянием хорошо проводящей внутренней области, расположенной под Андами. На другом побережье Тихого океана довольно сложная аномалия выявлена в центральной части Японии [495]. Здесь зона субдукции находится вблизи береговой линии, поэтому на результаты наблюдений оказывают влияние как береговой эффект, так и эффект субдукции.

Зоны палеосубдукции также, по-видимому, совпадают с областями, имеющими аномальную электропроводность. Примеры таких аномалий имеются в Шотландии [288] и на юге Африки [171].

Рифтовая зона представляет собой длинную линейную структуру, которая характеризуется нормальными (напряженными) разломами, часто имеющими грабен (вертикальный разлом, заполненный осадками) в центральной части. Ее характерной особенностью является вулканическая активность. Появление рифтовых зон может быть начальным этапом процесса раскола континента, который в конечном счете ведет к спредингу (раздвиганию) коры и образованию океана. Различные рифтовые зоны связаны с протяженными аномалиями электропроводности, которые аппроксимируются двумерными структурами [286]. В качестве примеров можно

привести Африканскую [37, 39, 509] и Байкальскую [216, 467] рифтовые зоны.

Две обширные, но узкие аномалии электропроводности выявлены на континентальных платформах. Раньше других была исследована Северо-Германская аномалия [500, 579]. Она начинается недалеко от устья Рейна, идет на восток, а затем на юго-восток — в Польшу. Возможно, эта аномалия соединяется с аналогичной аномалией, которая простирается от Чехословакии до Карпат [508]. Магнитотеллурические зондирования, выполненные Возоффом и Свифтом [608], показывают, что эта аномалия порождена проводником, находящимся на небольшой глубине и, вероятно, связанным с Северо-Германским бассейном. Другая аналогичная аномалия простирается с юго-востока штата Вайоминг до реки Саскачеван и, может быть, проходит дальше на юг — до западной границы штата Техас. Большая часть этой области покрыта мезозойскими отложениями, однако аномалию можно проследить до выхода на поверхность пород шита, где, как обнаружили Алаби и др. [12], она совпадает с шовной зоной в основании провинции Черчилль (центральная Канада).

Некоторые линейные аномалии связывают моря, пересекая континентальные области. Примером служит Эскдейльмьюрская аномалия [187, 287, 446] соединяющая Северное и Ирландское моря через Южное нагорье в Шотландии. Другая аномалия соединяет Средиземное море и Атлантический океан в районе горной системы Атлас, а третья связывает Средиземное море с Бискайским заливом через Пиренеи [30, 161, 225, 589]. По-видимому, аналогичная аномалия пересекает о. Элемир около северо-западного побережья Гренландии [426]. В этой области отмечена также сильная поляризация электрического поля [622].

5.4. ЗНАЧЕНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОВОДИМОСТИ

Изучение электропроводности Земли без связи ее с другими физическими параметрами представляет собой не более чем элегантное упражнение. Для того чтобы восполнить этот пробел, нам необходимо рассмотреть различные типы проводимости, которые встречаются при исследовании земных недр, а также факторы, которые на них влияют. Этому вопросу посвящены обзоры Келлера и Фришкнехта [329], а также Воларовича и Пархоменко [604].

Типы проводимости. Электрическая проводимость существует благодаря движению электронов или ионов под действием электри-

ческого поля. Электроны или ионы могут быть свободными или связанными. Вот некоторые примеры четырех типов проводников (в порядке уменьшения проводимости):

- свободные электроны — металлы (Fe, Cu, Ag и др.);
- связанные электроны — полупроводники (сульфиды, графит);
- свободные ионы — электролитические растворы (морская вода);
- связанные ионы — твердые тела с ионной связью (силикаты, карбонаты).

Если в кристалле количество энергетических уровней, доступных электронам, превышает число валентных электронов, то говорят о проводимости металлического типа. В этом случае энергия электрического поля переходит к электронам, и они свободно двигаются в произвольном направлении. У полупроводников количество доступных энергетических уровней равно числу валентных электронов, и большинство из них не могут «отобрать» энергию у электрического поля. Однако при этом существуют вакантные высокие энергетические уровни. Благодаря распределению тепловой энергии между электронами, некоторые из них занимают эти уровни и могут двигаться под действием электрического поля, обеспечивая тем самым проводимость полупроводника. Чем выше температура, тем больше электронов, которые могут занять высокие энергетические уровни, и, следовательно, тем лучше проводимость.

Ионы могут свободно двигаться в жидкости. Однако их подвижность значительно уступает подвижности электронов, поэтому, несмотря на то что электролитические растворы могут быть довольно хорошими проводниками, их проводимость в большинстве случаев меньше проводимости полупроводников.

В твердых телах с ионной связью ионы «привязаны» к кристаллической решетке кулоновыми силами. Однако тепловое движение и дефекты в кристалле (такие, как вакансии решетки и посторонние ионы) могут сделать их перемещение возможным. Такое случайное движение происходит все время, но под действием электрического поля оно становится направленным и появляется небольшая проводимость. При низких температурах проводимость обычных породообразующих минералов (таких, как силикаты и карбонаты) очень мала. Зависимость проводимости от абсолютной температуры T можно представить в виде

$$\sigma = \sigma_i \exp(E_i/kT) + \sigma_t \exp(E_t/kT), \quad (457)$$

где k — постоянная Больцмана. Первый член в (457) соответствует *примесной* проводимости, обусловленной дефектами кристалла и

примесями, а второй член связан с *собственной* проводимостью, вызванной тепловым движением. В этой формуле E_c и E_i — характерные уровни энергии, зависящие от свойств вещества, а σ_c и σ_i — предельные значения соответствующих проводимостей при очень высоких температурах. У веществ, встречающихся в недрах Земли, может быть более одного механизма примесной проводимости. При низких температурах в формуле (457) преобладает первый член, а при высоких — второй. Таким образом, зависимость $\ln \sigma$ от $(1/T)$ имеет вид ломаной линии, состоящей из двух или более отрезков.

Факторы, влияющие на проводимость Земли. Для Земли характерны, по-видимому, все перечисленные выше типы проводимости. Проводимость «металлического» типа важна лишь в ядре, и ее нельзя определить с помощью того, что обычно понимают под индуцированным полем. Полупроводники имеют большое значение в экономической геологии, однако, за исключением нескольких обширных залежей графита, находящиеся в коре полупроводники, по-видимому, не оказывают существенного влияния на геомагнитное поле. Мы можем считать, что проводимость континентальной коры определяется главным образом содержанием и свойствами воды, заполняющей трещины, в то время как на глубине, в мантии, породы могут вести себя как полупроводники с ионной или примесной проводимостью. Вообще говоря, мы знаем очень мало о точном механизме проводимости в мантии.

В последние годы приобрели большое значение методы, основанные на изучении электромагнитной индукции при поиске источников геотермальной энергии. Как отметил Боуэн [80, с. 61], вблизи геотермальных резервуаров наблюдаются повышенные значения таких параметров, как температура, пористость, соленость флюида.

Теперь мы дадим краткую сводку физических факторов, влияющих на проводимость.

Температура. Значение температуры как фактора, влияющего на проводимость, ясно из сказанного выше. Для полупроводников также справедлива экспоненциальная зависимость от $(1/T)$, выраженная формулой (457). В этом случае энергетический параметр E является мерой различия между заполненными энергетическими уровнями и высокими уровнями, которые обычно не заполнены.

Температура влияет также на проводимость солевых растворов: с увеличением температуры вязкость уменьшается и поэтому возрастает подвижность ионов, что в свою очередь приводит к росту

проводимости. Влияние давления на ионную проводимость флюидов зависит от степени насыщения [604].

Дефекты кристалла и примеси. Поскольку ток в полупроводнике обеспечивается движением лишь небольшой части всех электронов, добавка незначительного количества примесей может дать существенный эффект. Особенно действенны примеси, которые изменяют энергетический параметр E . Небольшое их количество может быть эффективным и в случае примесной проводимости твердых проводников с ионной связью.

По-видимому, наиболее важным фактором, оказывающим влияние на кристаллические дефекты в мантийном веществе, является парциальное давление кислорода (его обычно называют *летучестью кислорода*, однако различие между парциальным давлением и летучестью не должно нас интересовать). Этот фактор влияет на степень окисления железа (в зависимости от него железо может быть двух- или трехвалентным) и, следовательно, на плотность дефектов. Маловероятно, чтобы парциальное давление кислорода оказывало определяющее влияние на проводимость в мантии, однако, как отмечалось в [178], оно может иметь большое значение в лабораторных экспериментах и затруднять установление связи между температурой и проводимостью.

Изменение фазы. Ряд исследователей обнаружили, что проводимость минералов в расплавленном состоянии значительно выше, чем в случае, когда они находятся в твердой фазе [333, 468]. Вопрос о широком распространении частичного плавления вещества в мантии является спорным [232, 575]. Если бы частичное плавление в мантии было обычным явлением, то более высокая проводимость в жидкой фазе могла бы объяснить некоторые изменения электропроводности [133]. Интересное наблюдение было сделано Пивинским и Дюбой [463]. Они обнаружили, что если альбит (богатый натрием полевой шпат) находится при температуре немного ниже точки плавления в течение достаточно длительного времени, то его проводимость в конце концов достигает значения, характерного для расплава. Если другие минералы ведут себя так же, то проводящий слой может образовываться под действием температуры, достаточно близкой к точке плавления, без какого-либо фактического плавления вещества.

Акимото и Фуджисава [11] исследовали влияние геометрической формы оливина (его правильнее называть «шпинелью»). Оказалось, что проводимость этого минерала, имеющего кубическую форму, почти на два порядка выше, чем в случае, когда он имеет ромбическую форму. Однако это наблюдение вызывает некоторое

сомнение, потому что из-за отсутствия контроля над давлением кислорода в оливине могли появиться трехвалентные ионы железа [177].

Химический состав. Считается, что мантия состоит из оливина — твердого раствора двух минералов: форстерита (Mg_2SiO_4) и фаялита (Fe_2SiO_4). Как сообщалось в публикациях, электропроводность оливина при изменении температуры от 200 до 800 °С возрастает почти на 10 порядков. Образцы с высоким содержанием форстерита устойчивы в нижней части этого диапазона температур, а образцы с большим процентом фаялита устойчивы при высоких температурах. Таким образом, увеличение с глубиной доли фаялита в оливине может способствовать росту его проводимости.

Кора по своему химическому составу менее однородна, чем мантия, и содержит несколько хорошо проводящих минералов, таких, как сульфиды, магнетит и графит. Некоторые локальные аномалии электропроводности можно объяснить повышенной концентрацией этих минералов.

Содержание воды. Вблизи поверхности Земли все породы состоят из дискретных твердых зерен, между которыми есть пустоты, или *поры*. Долю объема, занимаемого этими порами, называют *пористостью*. Она существенно зависит от типа породы и способа ее образования. Осадочные породы обычно более пористы, чем изверженные или метаморфические, если последние не имеют большого количества трещин. За исключением зоны очень малой глубины от поверхности, поры в породах насыщены более или менее соленой грунтовой водой. При температурах, характерных для поверхности, большинство породообразующих минералов плохо проводят электрический ток. Следовательно, электропроводность большинства пород в коре полностью обусловлена наличием жидкости в их порах. В этих условиях электропроводность приближенно удовлетворяет закону Арчи

$$\sigma = S\sigma_w P^2, \quad (458)$$

где σ_w — электропроводность жидкости в порах, S — насыщение ($S = 1,0$ для полностью насыщенной породы), а P — пористость. Степень P слегка изменяется в зависимости от формы пор и характера соединений между ними. Более подробно эти вопросы рассмотрены в работе [329].

Электропроводность и распределение температуры. Имеется много доказательств того, что большая электропроводность и высокая температура часто встречаются одновременно. На западе США [236] и в Венгрии [556] области с высокой электропроводностью

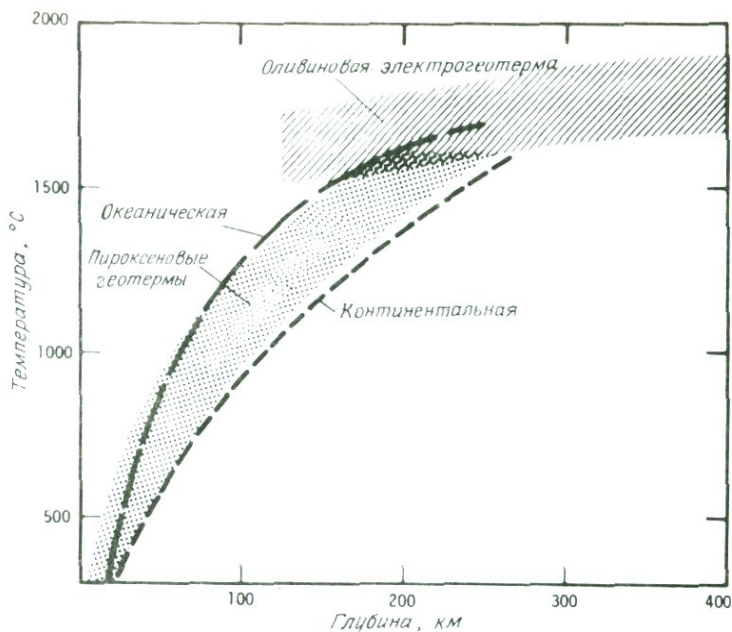


Рис. 117. Кривая температуры в мантии, построенная на основе электропроводности («оливниновая электрогеотерма»), по сравнению с другими геотермами. Воспроизводится из работы [177] с разрешения Академии Киало (Будапешт) и автора.

(или малой глубиной до хорошо проводящего слоя) совпадают с регионами, где отмечен большой тепловой поток. Точно так же в Японии область уменьшения высокой электропроводности совпадает с зоной пониженного теплового потока, простирающейся в направлении с северо-востока на юго-запад [580]. Хотя в настоящее время в Австралии нет действующих вулканов, Лиллей [351] обнаружил в Виктории аномалию электропроводности, совпадающую с районом недавней вулканической активности на юго-востоке страны. Очень подробное обсуждение связи между электромагнитной индукцией и термальными исследованиями проводилось в работе [3]. Обычно высокая электропроводность под океанами в районах океанических хребтов также указывает на тесную связь электропроводности с температурой.

Одной из целей исследований в области электромагнитной индукции в недрах Земли было определение температур в мантии путем измерения электропроводности и применения найденного в лабораторных условиях соотношения между электропроводностью и температурой. Дюба отметил ряд трудностей, связанных с таким подходом [177]. Возможно, самой существенной из них является

широкий выбор моделей электропроводности, удовлетворяющих данным исследования индукции. Используя наиболее надежные данные, а также результаты лабораторных исследований, полученные в условиях, максимально близких к условиям в мантии, Дюба построил электрогеотерму (она воспроизводится на рис. 117), которая, по-видимому, согласуется с другими оценками температуры на глубинах, больших 250 км, однако дает слишком высокие температуры для глубин выше этого уровня.

ГЕОФИЗИЧЕСКАЯ ИНТЕРПРЕТАЦИЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЙ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ. Результаты сейсмических исследований, а также величина массы и момента инерции Земли дают основание предполагать, что на глубине около 450 км происходит резкий переход от ромбической формы оливина к кубической (шпинелевой). Согласно [340], именно этой сменой фаз естественно объяснить рост электропроводности. Однако трудно получить независимое доказательство справедливости этой гипотезы. В появившихся позже работах [38, 585] отмечается, что более вероятно непрерывное увеличение электропроводности с глубиной. Такое распределение электропроводности может быть вызвано увеличением температуры, а также доли фаялита в оливине.

Хорошо проводящий слой, находящийся на глубине около 100 км, на существование которого указывают результаты магнитотеллурических зондирований, по-видимому, совпадает с *астеносферой* (область с небольшой вязкостью, существование которой постулировано для объяснения изостатического равновесия (см. [305, с. 169]). Под некоторыми шитами эта высокопроводящая область отсутствует. До сих пор существуют сомнения относительно ее происхождения. Одно из предположений состоит в том, что это область частичного плавления (в пределах нескольких процентов), температура в которой лишь незначительно выше солидуса [469, 604]. Альтернативой является гипотеза о том, что температура во всей мантии ниже солидуса и что на глубине около 100 км амфиболы становятся неустойчивыми [575, 576]. Дело в том, что амфиболы содержат водород, и, когда они становятся неустойчивыми, образуется вода. Следовательно, астеносфера может быть жидкой, а не частично расплавленной областью. Поскольку на распределение электропроводности оба процесса оказывают практически одинаковое влияние, то с помощью электромагнитной индукции эти две альтернативы различить нельзя. Снижение солидуса в присутствии воды делает разницу между двумя альтернативами менее четкой, чем это может казаться.

Высокая электропроводность, как правило, связана с низкими скоростями сейсмических волн (особенно поперечных). Этого следовало бы ожидать независимо от того, что является причиной высокой электропроводности — частичное плавление или наличие воды.

Фельдман [202] различает три типа распределения электропроводности: 1) монотонное увеличение электропроводности, 2) наличие проводящего слоя в верхней мантии, который, как он считает, связан с частичным (1—2%) плавлением, достаточным для образования непрерывной пленки вокруг твердых зерен, и 3) существование проводящего слоя в средней части коры, связанного с переходом от амфиболитовой к гранулитовой структуре. Автор отмечает, что для образования хорошо проводящего слоя частичное плавление требуется в значительно меньших размерах, чем для формирования магматического очага, и что «можно ожидать обнаружения проводящих зон в регионах, которые уже прошли этап активации, или в таких местах, где активация «созревает» на глубинах тектоносферы».

Наблюдавшиеся аномалии электропроводности получили различные объяснения. Тесная связь аномалий на западе США с большим тепловым потоком позволяет предположить, что они вызваны термальным источником, находящимся, по-видимому, на значительной глубине. Гаф выдвинул гипотезу о частичном плавлении [238]. Рифтовые зоны также относятся к регионам с большим тепловым потоком. Кроме того, в этих зонах обычно встречаются грабены с расположенными на большой глубине пористыми осадочными породами. Высокое содержание в них воды могло бы объяснить их большую электропроводность.

Аномалия, наблюдаемая на Великих равнинах в центральной части Северной Америки, как считают, связана с графитовыми сланцами в шовной зоне [12, 112], а обширные приповерхностные хорошо проводящие области западной и восточной Канады, по-видимому, обязаны своим происхождением наличию воды в нижней части коры [137, 138].

Тесная связь между субокеанической проводимостью и возрастом океанического дна заставляет предположить, что температура проводников является основным фактором, контролирующим электропроводность. Самые большие тепловые потоки зарегистрированы около срединно-океанических хребтов — в местах с самой «молодой» океанической корой.

Зависимость электропроводности от времени. Можно было бы ожидать, что распределение электропроводности в Земле статично,

однако есть несколько сообщений об изменениях передаточных функций во времени. Возможно, наиболее впечатляющей является долговременная вариация (1900—1975 г.) северной компоненты индукционной стрелки в Какиоке (Япония) [638, 497]. Отношение $\Delta Z/\Delta X$ изменялось там от 0,5 до 0,75. Минимальное значение этого параметра совпало с сильным землетрясением (силой 7,9 балла), а затем последовало его внезапное возрастание. Аналогичное поведение индукционной стрелки наблюдалось и в Ташкенте [410]. Оба случая объясняют изменениями в конфигурации подземных проводников [248]. Анализ временных вариаций передаточных функций, проведенный позднее Сано [516], неубедителен, поскольку в нем выявлено лишь очень небольшое соответствие между различными периодами.

Рикитакэ [497] цитирует много сообщений об изменениях электропроводности Земли, наблюдавшихся при сильных землетрясениях или примерно за месяц до них. В лабораторных условиях установлен рост электропроводности породы с увеличением давления. Этот рост объясняется тем, что под давлением возникает *дилатация*, т. е. образование в породе многочисленных трещин. Если порода насыщена водой, то дилатация приводит к появлению большого количества проводящих путей и, таким образом, увеличивает проводимость породы в целом. В работе Ямазаки [637] была сформулирована теория этого явления, основанная на анализе изменения объема «упакованных» сфер.

Андерсон и др. [22] обнаружили, что индукционные стрелки в восточной Канаде изменяются в соответствии с местным временем. Авторы объяснили этот эффект влиянием первичного поля. Аналогичное явление было замечено в северной Гренландии [627]. Эти наблюдения были сделаны на высоких геомагнитных широтах. Влияние изменений первичного поля на низких широтах, по видимому, ослабляется.

Глава 6

РАЗНЫЕ ВОПРОСЫ

6.1. ВЗГЛЯД НА ИСТОРИЮ ГЕОМАГНЕТИЗМА

Начало, теряющееся во мгле веков. Необходимо различать два разных явления. Первое из них — способность природных магнитов (кусочков намагниченной породы, как правило, магнетита, которые иногда называют природными магнитами) притягивать друг друга и кусочки железа. Вторым является тенденция природных магнитов или кусочков железа, намагниченных природным магнитом, устанавливать, более или менее точно, свою магнитную ось в направлении «север — юг». Первое из них было известно по крайней мере в VII в. до н. э. Однако, поскольку это чисто физическое явление, оно не имеет непосредственного отношения к истории геомагнетизма.

Открытие второго явления окутано пеленой неопределенности. Его часто приписывают китайцам. Начиная с XII в. до н. э., в их мифологии встречаются фрагменты, которые можно рассматривать как свидетельства использования компаса. Однако Кричтон Митчелл [154] выражает сомнение относительно их достоверности и значения. Как он считает, можно с определенностью говорить о том, что свойство компаса указывать направление было известно в Китае лишь с 1093 г. н. э. Ясное и подробное описание, как делать и применять то, что мы сейчас называем деклинометром, приведенное в энциклопедии XI в. «Мун Ки Пи Тан» (Mung-khi-pi-than), дает основание считать, что компас уже использовался за некоторое время до указанного года. Подвешивание магнитной стрелки на нити не было известно в Европе до XVII столетия.

Смит и Нидхэм [541] приводят результат измерения склонения, полученный И Суном в 720 г. Смит [540] считает, что компас, возможно, был известен в Китае уже в I в. н. э. Однако он не упоминается в китайской литературе вплоть до XI в. В различных регионах Китая магнетит встречается в избытке, поэтому вполне вероятно, что идея намагничивания кусочков железа и применения их для

определения направлений возникала там неоднократно, но в результате отсутствия интереса или из-за секретности она каждый раз утрачивалась. Во всяком случае, в навигации компас, по-видимому, не использовался китайцами до XIII в.

Относительно первого применения компаса в Европе мнения также расходятся. Такой крупный авторитет, как Гиббон [228], считает, что компас изобрели моряки Амальфи во второй половине XI в., во время процветания этого морского порта. Однако доказательства этой версии слабые, и Кричтон Митчелл [154] отклоняет ее, считая легендой.

Первым достоверным сообщением о магнитном компасе в Европе мы обязаны английскому монаху Александру Некхэму. Около 1187 г. он описал компас, состоящий из стрелки, указывающей направление; неясно лишь, находилась ли она в плавающем состоянии или была укреплена на оси. Из этого описания следует, что компас был известен еще до того, как его стали применять в навигации.

Иногда утверждают, что в XII в. арабские моряки завезли компас из Китая в Европу. Это крайне маловероятно. Хотя на нескольких арабских судах компас использовался уже в 1220 г., широкое распространение он получил лишь в XV в. [154]. Карты, построенные с помощью компаса в Китае и Европе, существенно отличаются, и, кроме того, в китайской литературе компас всегда указывал направление на юг, в то время как в европейской — на север. Есть серьезные основания считать, что он был открыт в Китае и Европе независимо. В Китае это событие произошло, возможно, раньше, однако широкое применение компаса, особенно в навигации, началось в Европе.

Послание петриуса peregrинуса. Одной из важных вех в истории геомагнетизма является письмо, написанное в 1269 г. Пьером де Марикуром (из Пикардии, северная Франция), который также известен под латинским именем Петриус Перегринус. Это имя говорит о том, что он был на Священной земле в качестве паломника или участника крестового похода, поскольку, помимо прочего, он обучался и военному искусству. Письмо было адресовано его родственнику в то время, когда Петриус проходил службу в Италии. К счастью, как это было принято в те времена, с письма были сняты многочисленные копии, которые частично сохранились в библиотеках до наших дней. Перевод письма был опубликован Харрадоном [259].

В этом послании впервые были приведены некоторые важные

факты относительно намагниченных тел. Петриус писал, что природный магнит имеет две уникальные точки, которые он назвал полюсами. Так как природный магнит имеет тенденцию устанавливаться в направлении меридиана, Перегринус связывал его полюсы с полюсами мира («свойство полюсов магнита — от полюсов небесных») и поэтому назвал их северным и южным. Он также открыл притяжение между разноименными полюсами.

Пегрегринус впервые исследовал область вокруг природного магнита (то, что мы сейчас называем *полем*) с помощью намагниченной железной стрелки. Хотя Перегринус и называл сферический природный магнит «терреллой» (*terrella*), он не связывал действующую на магнит силу с Землей. (Этот шаг был сделан спустя 300 лет.) Он также довольно подробно описал наилучший способ изготовления компаса.

Открытие склонения. Вокруг вопроса о первом определении склонения ведутся неутрачивающие споры. П. Дж. Смит и Нидхэм [541] привели некоторое обоснование того, что склонение измеряли в Китае начиная с 720 г. н. э. При этом они ссылаются на сходство результатов, охватывающих более чем тысячелетний период, и данных археомагнитных исследований, проведенных в Японии. С другой стороны, в работе [154] отмечалось, что в XVII в. визитерам из Европы стоило большого труда убедить китайцев в том, что географический и магнитный меридианы не совпадают. В то время величина склонения в Китае составляла лишь около 2° . Интересно отметить, что данные Смита и Нидхэма не охватывают промежуток времени с конца XIII в. до конца XVI в. Кроме того, для корректного сравнения результатов необходимо учитывать разное местоположение Китая и Японии (разность соответствующих долгот превышает 30°). Если согласиться с выводами Смита и Нидхэма, то придется усомниться в искренности китайцев XVII столетия, которые утверждали, что о склонении ничего не знают.

Существует также некоторая неопределенность относительно того, когда европейцы впервые стали рассматривать склонение как отдельное явление. Говорят, что Роджер Бэкон (английский философ и естествоиспытатель XIII в. — *Перев.*) знал о различии между истинным и магнитным севером уже в 1266 г. В XIV и XV веках компас применялся в Европе главным образом в двух областях: навигации и ориентации солнечных часов. Многие из таких часов были переносными, поэтому перед использованием их необходимо было каким-то образом ориентировать. Нюрнберг стал центром производства солнечных часов, в которых учитывалась величина

склонения. Некоторые из изготовленных часов датируются 1451 г., однако не ясно, когда промышленники стали понимать, что различие между истинным и магнитным севером — естественное явление, а не просто дефект стрелки компаса.

Открытие склонения часто приписывают Колумбу, хотя почти точно известно, что о склонении в Испании знали еще до его путешествия в западное полушарие. В то же время тогда совершенно не было известно о том, что склонение зависит от координат точки наблюдения, поэтому, когда во время плавания на запад путешественники обнаружили, что склонение изменилось, они пришли в ужас. Согласно одной из версий, приведенной в судовом журнале, Колумб считал, что за время путешествия изменилось положение Полярной звезды, а не склонение. В течение длительного времени после плаваний Колумба ни один из его судовых журналов не был опубликован, поэтому и понимание того, что склонение является переменной, зависящей от пространственных координат, после его путешествий не появилось.

Первое определенное утверждение о том, что величина склонения в разных пунктах Европы различна, было сделано Хартманом, который в 1510 г. измерил его в Нюрнберге (10° в. д.) и в Риме (6° в. д.).

В течение XVI столетия наблюдался быстрый прогресс в определении склонения и нанесении его значений на карты. Стало хорошо известно, что склонение изменяется от восточного в Европе до нулевого вблизи Азорских островов и западного около Американского континента. Обычно считали, что линии равного склонения совпадают с меридианами. На этом основании Себастьян Кабо предположил, что определение склонения можно было бы использовать для нахождения долготы, т. е. для решения наиболее трудной проблемы в навигации того времени.

Открытие наклонения. В письме, написанном Хартманом в 1544 г., отмечается, что если стрелку намагнитить, то она наклонится. Однако письмо Хартмана не было опубликовано, а величина наклонения той стрелки была настолько меньше его среднего значения в Европе, что этот факт едва ли можно рассматривать как открытие наклонения. Независимо от Хартмана Роберт Норман из Англии не только обнаружил, что свободно подвешенная стрелка магнита наклоняется по отношению к горизонтальной плоскости, но и приблизительно определил величину наклонения и опубликовал эти результаты в 1581 г. в своей книге «The Newe Attractive». Кроме этого, Норман сконструировал стрелку, которая могла вра-

щаться в вертикальной плоскости — это была первая наклоняющаяся стрелка. Определение наклона позволило Норману сделать одно из наиболее значительных открытий из всех, которые были известны до этого в геомагнетизме. Он нашел также связь между направлениями поля вблизи сферического природного магнита и в соответствующем месте на поверхности Земли. После этого осталось сделать небольшой шаг к пониманию того, что источник направляющей силы, действующей на стрелку компаса, расположен внутри Земли, а не вне ее. Собственно говоря, именно отсюда начинается история геомагнетизма как науки о Земле.

Норман понял также, что действие Земли на стрелку компаса представляет собой вращение (момент), а не притяжение (силу). Однако его идея о существовании особой точки («точки относительности»), вокруг которой поворачивается стрелка компаса, была исправлена Гильбертом 20 лет спустя.

Измерения склонения. В течение XVI столетия были произведены многочисленные измерения склонения в различных частях земного шара. Например, около 1520 г. Филип Гуиллен из Севильи определил склонение с помощью солнечных часов. Жоао де Кастро измерял его во время своего путешествия из Европы в Восточную Индию в 1538—1541 гг. В 1536 г. на площади в Севилье демонстрировалась карта, на которой были указаны значения склонения, однако ни одной ее копии не сохранилось. Аналогичная карта была составлена в 1550 г. Алонсо де Санта Крузом. Большая часть необходимой для этого информации была собрана испанскими и португальскими моряками и охранялась так же, как секреты торговых операций. Своими успехами моряки были в значительной степени обязаны изданному Фалеро в 1535 г. наставлению, в котором содержалось точное описание того, как определять склонение. Фалеро имел ясное представление о поле наклоненного диполя, поскольку утверждал, что так как на меридиане Азорских островов склонение равно нулю, то на противоположном меридиане оно также нулевое и достигает своего максимального значения на расстоянии 90° от каждого из них.

«Магнит» («DE MAGNETE»). Уильям Гильберт был личным врачом Елизаветы I и посвятил большую часть своей жизни экспериментам с магнитами. Все его результаты были опубликованы в 1600 г. в книге «Магнит», которую иногда считают первым научным трактатом. Чепмен и Бартельс воспроизвели оглавление этого труда, которое содержит полезную информацию о его содержании, в работе [128, с. 914]. Среди концепций, выраженных в книге достаточ-

но ясно, можно отметить идею об уменьшении напряженности магнитного поля с увеличением расстояния от магнита, убывании и в конечном счете исчезновении намагниченности с ростом температуры, а также тот факт, что магнитное поле магнита обусловлено всем его телом, а не только полюсами. Гильберт смог установить происхождение полярности магнитных минералов, находящихся в земле, и понял, что для объяснения поля, окружающего Землю, необходимо предположить, что она как целое имеет противоположные полярности. Названия полюсов магнита, данные им Гильбертом, противоположны тем, которые были введены до него Петриусом Перегринусом, однако до наших дней дошли более ранние названия.

Пожалуй, самым большим достижением Гильберта было понимание того, что Земля сама является большим магнитом (*The earth itself is a great magnet*). Как отмечал Бауэр [55], если бы Гильберт изучал магнитное поле Земли так же тщательно, как поля своих магнитных шариков, он смог бы добиться еще более значительного продвижения в этом вопросе. Например, он не догадывался о существовании вековой вариации, хотя в то время склонение на территории Англии изменялось достаточно быстро. Вера Гильберта в постоянство склонения и наклона привела его к ошибочному заключению о том, что склонение представляет собой отклонение от аксиального поля, вызванное влиянием континентов. Этот вывод основывался главным образом на данных, полученных мореплавателями XVI в., которые обнаружили, что в восточной Атлантике наблюдается восточное склонение, в западной Атлантике — западное, а в ее центральной части — нулевое.

Гильберт усовершенствовал идею Нормана о том, что направления поля вблизи магнитного шарика — террееллы (или сферического природного магнита) и в соответствующей точке на поверхности Земли совпадают. Он не очень верил в возможность использования склонения для определения долготы и в то же время считал, что, зная наклонение, можно было бы измерять широту. Эта идея в течение трех столетий не была реализована, пока ее не стали использовать в палеомагнитных исследованиях.

Вековая вариация В 1634 г., спустя 30 лет после смерти Гильберта, Геллибранд обнаружил, что данные его измерений склонения в Лондоне не согласуются с результатами, полученными ранее, и объяснил этот факт медленным изменением во времени магнитного поля Земли. Он опубликовал этот результат в статье под названием «Математический трактат о вариации магнитной стрелки

наряду с ее замечательным уменьшением, открытым позднее». Значение этого труда для мореплавателей было большим, поскольку некоторые из них пользовались картами столетней давности.

Эдмунд Галлей (впоследствии Королевский астроном) произвел повторные измерения склонения как в Лондоне, так и во многих других пунктах. В 1683 г. он показал, что модель наклоненного диполя не соответствует его многочисленным измерениям склонения и что наблюдаемые отклонения не согласуются с концепцией Гильберта «континент — океан». В 1698 г. Галлей продолжил свои измерения магнитного поля на судне «Парамур» и произвел по существу первую крупномасштабную магнитную съемку. Результатом исследований была публикация карты изогон Атлантического океана в 1700 г. (см. [128, рис. 38]) и мировой карты в 1702 г. Это были не только первые изомагнитные карты, но и вообще первые геофизические карты изолиний. До этого на карты наносили лишь числа, указывающие значения склонения.

Еще более примечательными были рассуждения Галлея о вековой вариации. Повторные измерения дали ему возможность построить мировую карту тренда векового хода. Он видел, что значительную его часть можно объяснить западным дрейфом магнитного поля. Галлей предположил, что Земля может быть не жесткой и содержать в себе внутреннюю концентрическую сферу, которая вращается в западном направлении относительно внешней оболочки, предсказав, таким образом, дифференциальное вращение ядра — основу современных теорий главного поля. Обзор достижений Галлея в области геомагнетизма был сделан Чепменом [125].

Уильям Уистон (1667—1752) построил первую карту изоклин с целью использования ее (наряду с картой склонения) для определения широты и долготы.

Быстрые временные вариации. Интерес к вековой вариации послужил причиной того, что многие стали проводить повторные наблюдения направления стрелки компаса. В 1722 г. лондонский мастер по фамилии Грэхэм сделал компас (называвшийся в то время деклинаториумом) такого качества, что магнитный север можно было определять с точностью до $2'$. С помощью этого компаса он обнаружил, что иногда стрелка неожиданно существенно отклонялась от своего нормального положения (магнитные бури) и что ее средние положения за утро и за вечер различались (суточная вариация).

Разные ученые занимались наблюдением поведения стрелки компаса. В 1747 г. Хюртер (ассистент Цельсия в Уппсале) выяс-

нил, что наибольшие отклонения стрелки сопровождаются появлениями полярного сияния. Это означало, что геомагнитное поле представляет собой явление большего масштаба, чем до тех пор считали. По договоренности с Грэхэмом из Лондона, они провели одновременные наблюдения и обнаружили, что интервалы времени, когда происходят возмущения, совпадают.

Измерения напряженности. Между 1799 и 1804 гг. Александр фон Гумбольдт совершил путешествие к Американскому континенту, во время которого провел первые измерения напряженности магнитного поля. Выбрав в качестве базовой точки пункт, находящийся на магнитном экваторе (Микуипампа в Перу), он определил период колебаний наклоненной стрелки, выведенной из положения равновесия. Гумбольдт нашел, что с удалением от магнитного экватора на север или на юг период колебаний уменьшается. Он зарегистрировал этот факт, пометив на карте «изодинамические зоны». Несколько лет спустя Гумбольдт (совместно с Гей-Люссаком) по колебаниям стрелки компаса определил компоненту H (а не T). Эта практика была продолжена в первой четверти XIX в. Ганстином. Он опубликовал первую карту изодинам в 1825 г. При проведении всех этих наблюдений неявно предполагалось, что момент магнита остается постоянным. Измерения были лишь относительными, и за единицу магнитной напряженности принималась величина в местечке Микуипампа.

К этому времени определение вариаций склонения стало более распространенным. С увеличением точности появилась потребность в немагнитных сооружениях — она была реализована в первых магнитных обсерваториях. Показания снимались в них визуально с частотой от нескольких раз в день до четырех раз в час. Такие наблюдения начались на Суматре с 1749 г., в Гринвиче — с 1818 г. (но прерывались с 1820 г. до 1841 г.), в Париже — с 1820 г. и в Гёттингене — с 1833 г. Гумбольдт организовал одновременные наблюдения на широкой сети точек. К счастью для геомагнетизма, изобилие информации привлекло к нему одного из великих умов XIX столетия Карла Фридриха Гаусса.

К. Ф. ГАУСС. Гаусс был профессором астрономии в Гёттингене с 1807 г. до своей смерти в 1855 г. Его интересы были очень широки, но наибольший вклад он внес в теорию чисел, небесную механику, геолезию и геомагнетизм. Вековая вариация считалась в то время наиболее острой проблемой, и Гаусс понимал, что без точных измерений напряженности поля, а также его направления изучить все

ее аспекты будет невозможно. Относительные значения напряженности, которые определял Гумбольдт, были недостаточны. Поэтому Гаусс приступил к созданию «абсолютного» метода измерения H . Для применения такого метода было необходимо, чтобы единицы магнитной напряженности были основаны на фундаментальных единицах длины, массы и времени. Гаусс ввел в качестве такой единицы силу отталкивания между двумя одноименными полюсами, разделенными единичным расстоянием. Затем он изобрел метод колебаний и отклонений для измерения (см. разд. 1.5). В этом ему помогал Вебер, который позже, восприняв идею Гаусса, определил единицы заряда и тока. По иронии судьбы введение системы единиц СИ увековечило имена Вебера и Теслы, а имена Гаусса и Максвелла были преданы забвению.

Изобретение Гауссом бифилярного магнитометра (по существу H -вариометра) дало возможность проводить непрерывные измерения H , тогда как раньше они проводились только для D . Повышение точности измерений магнитных элементов, которого добился Гаусс, было в значительной мере связано с применением для этих целей Поггендорфом (в 1826 г.) зеркала и шкалы.

Теоретическая работа Гаусса в области геомагнетизма обобщена в его большой книге, посвященной общей теории геомагнетизма, изданной в 1838 г. В ней приводится метод анализа потенциала поля с помощью сферических гармоник и разделения его на этой основе на части внутреннего и внешнего происхождения. Сам Гаусс такого анализа не проводил, но показал, что имеющиеся данные наблюдений согласуются с полем внутреннего происхождения.

Гаусс придерживался мнения, что главное поле является «результатом влияния всех поляризованных частиц железа, имеющих в Земле». Однако он по крайней мере не отрицал возможности того, что быстрые временные вариации обусловлены внешними электрическими токами той же общей природы, что и токи, вызывающие полярные сияния [326]. Эту точку зрения не разделял Максвелл, который, следя за записью пульсаций, говорил о «никогда не находящемся в покое сердце Земли» [56].

Магнитные обсерватории. Гёттингенский «Магнитный союз» («Magnetische Verein»), организованный Гумбольдтом и Гауссом, был самым крупным совместным проектом, когда-либо осуществившимся в истории геомагнетизма. С 1836 по 1841 г. в 50 точках в течение 28 интервалов времени проводились одновременные визуальные наблюдения поля (подробности приведены в книге [128, с. 932]).

Вскоре после этого в британских колониях (на острове Св. Елены, в Торонто, Кейптауне и Хобарте) были созданы четыре обсерватории, рассчитанные на работу в течение трех лет. Обсерватория в Хобарте продолжала функционировать 14 лет, а обсерватория в Торонто работала еще довольно долго, что позволило Сэбайну обнаружить корреляцию периодичности магнитного склонения с солнечной активностью.

В 1847 г. в Гринвичской обсерватории применили для записи наблюдений фототехнику, и это новшество произвело революцию в работе обсерваторий. Поначалу оно дало возможность вести непрерывную регистрацию магнитного поля без необходимости частых визуальных наблюдений.

Современная эпоха. Можно считать, что современная эра в геомагнетизме началась где-то в конце XIX в. С тех пор прогресс был связан с подтверждением или отклонением гипотез, выдвинутых ранее.

В середине XVIII столетия Ломоносов предположил, что полярное сияние относится к электрическим явлениям, а лорд Кельвин на основе того, что поверхность Земли имеет отрицательный электрический заряд, выдвинул гипотезу о проводящем характере верхних слоев атмосферы [120]. Балфору Стюарту обычно приписывают предположение о связи между суточной вариацией и токами, текущими «наверху». В 1889 г. Шустер [524] исследовал этот вопрос с количественной стороны и не только доказал, что поле суточных вариаций является внешним, но и первым догадался о существовании индуцированных полей. Он отмечал, что, для того чтобы объяснить суточную вариацию барометрическими приливами, необходимо сделать допущение о большой проводимости верхней атмосферы.

Еще в 1731 г. Де Майран считал, что солнечная атмосфера распространяется за пределы орбиты Земли. Это предположение основывалось на существовании зодиакального света, и с его помощью объяснялось полярное сияние. Однако в то время не знали о существовании электрона. Гипотеза о существовании солнечно-земных связей укрепилась после того, как в 1858 г. Броун впервые заметил 27-дневную периодичность, которая много лет спустя (1904 г.) была описана в работе Маундера [388] и в статье Чри [134]. Ситуация в этой области прояснилась благодаря экспериментам, проведенным в 1902 г. Биркеландом [68], и последующей теоретической работе Штёрмера. Они показали, что существуют области дипольного поля, в которые заряженные частицы проникать не могут, и

что частицы вообще стремятся концентрироваться не в самих полюсах, а около них. Такие запрещенные области рассматриваются в статье Чепмена и Ферраро [129]. Таким образом, в работах Биркеланда и Штёрмера содержалось не только объяснение существования авроральных зон, но и общее представление о магнитосфере, названной так позднее (в 1959 г.) Голдом [233].

С тех пор как Маунлер [388] впервые установил тесную связь между магнитными и солнечными возмущениями, идея о заряженных частицах, летящих от Солнца по направлению к Земле, стала неотъемлемой частью представлений многих ученых в области магнетизма. Линдеман [358] заметил, что поток, состоящий только из электронов, был бы электростатически неустойчивым и выдвинул гипотезу о нейтральном солнечном ветре. Первая, основополагающая идея, объясняющая существование хвостов у комет, была высказана Бирманом [66] в 1957 г., а Е. Н. Паркер [451] быстро применил ее по отношению к Земле (1958 г.).

История магнетизма пород начинается с природных магнитов. Гильберт заметил, что магнетит намагничивается в направлении магнитного поля Земли, а де Кастро в XVI в. обнаружил остаточную намагниченность горных пород. Дилесс с помощью тщательных измерений, начатых в 1849 г., нашел, что лавы, образовавшиеся незадолго до этого, намагничены параллельно геомагнитному полю; Меллони отметил такую же тенденцию, исследовав лавы вулкана Везувий, и после экспериментов с нагреванием сделал предположение о существовании того, что мы сейчас называем *термоостаточной намагниченностью (TRM)*. В 1899 г. Фолгергайтер заложил основы археомагнетизма и применил для анализа стабильности ряд тестов, которые были затем опробованы Грэхэмом на реальном геологическом материале. Обнаружение в 1926 г. в лавовом потоке и обожженной им глине обратной намагниченности навело Меркантиона [405] на мысль о том, что главное поле изменило свое направление. Эту гипотезу приняли лишь спустя более 30 лет. Он предложил также использовать явление остаточной намагниченности для проверки гипотезы дрейфа континентов.

Традиция, заложенная Цельсием и Грэхэмом, организовавшими одновременные наблюдения, продолжалась и после создания Гауссом «Магнитного союза». Вскоре выявилась трудность получения адекватных данных в высоких широтах, где крайне необходимо проводить наблюдения в близко расположенных пунктах. Чтобы повысить эффективность затрачиваемых усилий, было принято решение осуществлять там программы максимально интенсивных наблюдений в течение определенных интервалов времени. Такая

программа под названием «Первый полярный год» была реализована в 1882—1883 гг. (от одного северного лета до другого). Несмотря на то что еще за 30 лет до этого в Гринвиче была предложена фотографическая регистрация данных, во всех обсерваториях, кроме одной, наблюдения проводились визуально. Спустя 50 лет был проведен «Второй полярный год» (в 1932—1933 гг.). Сначала идея состояла в том, чтобы через двадцать пять лет осуществить «Третий полярный год», однако к тому времени окрепло сотрудничество между геофизиками и поэтому вместо программы, посвященной геомагнетизму высоких широт, был запланирован период широкого международного сотрудничества во многих областях геофизики — «Международный геофизический год» (IGY, 1957—1958 гг.). Он пришелся на максимум солнечной активности, который оказался особенно интенсивным. Для того чтобы «уравновесить» эту программу, было организовано аналогичное совместное мероприятие, имевшее целью провести исследования в период минимума солнечной активности — «Международный год спокойного Солнца» (IQSY).

Необходимо упомянуть еще о двух вехах в истории геомагнетизма. В 1909 г. произошел спуск на воду исследовательской яхты «Карнеги», знаменовавший собой начало выполнения программы мировой магнитной съемки, проводившейся Отделом земного магнетизма Института Карнеги в Вашингтоне в течение следующих 30 лет. Вторым значительным событием был запуск во время Международного геофизического года искусственного спутника Земли. Он оказал огромное влияние на стратегию дальнейших исследований околоземного пространства.

За последние двадцать пять лет события такого масштаба отыскать труднее и совсем не очевидно, какие из них окажутся в конечном счете поворотными пунктами в истории геомагнетизма. Несомненно, что многие достижения в этом кратком обзоре не были упомянуты.

6.2. ГЕОМАГНЕТИЗМ И БИОЛОГИЯ

Биологические эффекты, вызванные магнитными полями, в лучшем случае незначительны. Мы не чувствуем полей, в тысячи раз более сильных, чем геомагнитное поле. Это неудивительно, если учесть, что наши тела не содержат магнитных веществ, а в живой ткани текут лишь небольшие электрические токи. Однако они циркулируют и в нервной системе, незначительное повреждение которой может повлечь за собой серьезные последствия.

Существует обширная литература об экспериментах, проводившихся с целью изучения влияния сильных магнитных полей на животных и растения. Многие из них дали отрицательные результаты. Однако Барноти [45] перечисляет ряд эффектов, выявленных при воздействии на животных сильными полями, включая летальные исходы опытов на мышах, когда градиенты полей составляли $50 \text{ Тл} \cdot \text{м}^{-1}$. В то же время, Байшер [59] сообщал о выживании мышей в сильном магнитном поле величиной 14 Тл.

Однако влияние высоких частот или сильных полей не относится к рассматриваемому нами в этом разделе вопросу о биологических эффектах, вызванных геомагнитным полем.

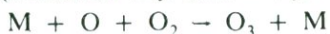
КОСМИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ. Магнитное поле оказывает влияние на движущиеся заряженные частицы. В частности, главное магнитное поле отклоняет некоторые из космических лучей, которые в противном случае достигли бы Земли. В результате этого интенсивность космических лучей, попадающих в конус с вершиной в полюсе и углом 50° , выше, чем в более низких широтах.

Уффен [578] первым предположил, что, если бы не было экранирующего влияния геомагнитного поля, жизнь на Земле могла бы быть совершенно иной. Он считает, что она не могла зародиться до тех пор, пока ядро Земли не достигло такого состояния, когда стала возможной генерация магнитного поля, достаточного для экранирования смертоносных космических лучей. Одно из следствий этой теории состоит в том, что во время инверсии магнитного поля (разд. 3.2) его напряженность близка к нулю и соответственно отклоняющее влияние в течение нескольких тысячелетий существенно уменьшено. Можно было бы ожидать, что это должно проявляться в виде аномально высокой скорости вымирания видов, которую можно оценить благодаря «памяти» ископаемых остатков. Опдайк и др. [442], а также Н. Д. Уоткинс и Гуделл [615] обнаружили свидетельства связи между геомагнитными инверсиями и границами распространения фауны. Оба исследования были основаны на данных о распространении радиолярий в водах Антарктики. Обычно считают, что увеличение потока космических лучей приводит к росту мутаций. Однако связь между мутациями и вымиранием видов крайне сомнительна. В настоящее время общее мнение, по-видимому, состоит в том, что атмосфера обеспечивает достаточное экранирование, и, если бы даже вся Земля подверглась воздействию такого же потока космических лучей, как ее высокоширотная область, биологический эффект был бы незначительным [394, с. 142].

Возможно, более серьезное влияние космических лучей испыты-

вает озоносфера. Так называют слой атмосферы на высоте от 10 до 50 км, в котором относительная концентрация молекул озона (O_3) максимальна. Важность озона для биосферы обусловлена тем, что в ультрафиолетовой части спектра он имеет полосу сильного поглощения (полоса Хартли) с резкой границей на длине волны 300 нм. Значительное уменьшение концентрации озона привело бы к росту потока ультрафиолетового излучения, проходящего через атмосферу. В свою очередь, это могло бы оказать глубокое влияние на биосферу и даже привести к вымиранию некоторых видов.

Озон образуется в результате соединения атомарного кислорода, который появляется при поглощении солнечного света в области 176—244 нм (диапазон Шумана — Рунге), с двухатомным:



(M обозначает некоторую другую молекулу, которая необходима для отвода избыточной энергии.) Разрушение озона происходит, главным образом, в реакциях с участием окиси азота NO в качестве катализатора, например,



Николе [427] показал, что наиболее важным источником NO в озоносфере является реакция O_2 с атомарным азотом. Последний образуется при диссоциативной ионизации N_2 . Следовательно, космическое излучение играет доминирующую роль в распределении NO . Широтное распределение образования NO показывает, что геомагнитное поле оказывает косвенное влияние на концентрацию NO , и, следовательно, на концентрацию озона.

Геомагнетизм и здоровье людей. Делались многочисленные предположения по поводу таинственных связей между различными геофизическими явлениями и здоровьем людей. Однако при этом трудно установить определенную корреляцию с каким-нибудь конкретным индексом активности, например с числом солнечных пятен. По-видимому, из-за действия других факторов такие корреляции зависят от времени.

По данным исследований, наибольшее влияние на здоровье человека оказывает направление радиальной компоненты межпланетного магнитного поля — ММП (IMF). В области земной орбиты оно определяется направлением солнечного ветра, который, устремляясь от Солнца к Земле, несет в себе «вмороженные» силовые линии магнитного поля. Радиальная компонента ММП может быть направленной как от Солнца (положительной), так и к Солнцу (отрицательной). Ее знак изменяется с интервалом 2—10 сут по мере того, как различные секторы солнечного ветра минуют Зем-

лю. Направление радиальной компоненты можно определить по поведению геомагнитного поля в высокоширотных обсерваториях, расположенных в области полярной шапки.

Николаев и др. [429] измерили индекс психопатологических синдромов в группе из 85 человек (75 больных и 10 здоровых). Они сравнили результат с изменениями направления солнечного ветра и магнитной активности (индексом A_p). В результате обнаружилось, что при положительном направлении межпланетного магнитного поля индекс в исследуемой группе был выше (что указывает на бóльшую вероятность психопатологического синдрома), чем при его отрицательном направлении, причем он был особенно высок спустя один или два дня после изменения направления поля с отрицательного на положительное.

Авторы считают, что влияние межпланетного магнитного поля на жизнедеятельность людей возникает в результате подавления геомагнитных пульсаций. Они высказывают гипотезу, что для лечения некоторых больных их необходимо стимулировать низкочастотными внешними полями (Pc 2—4), и предполагают возможность применения магнитотерапии в будущем.

Такие исследования наводят на мысль о возможных связях между геомагнитным полем и здоровьем людей. Однако, прежде чем можно будет сделать определенные выводы, необходимо провести многочисленные наблюдения, которые дадут возможность получить статистически значимые результаты и эффективно отделить другие факторы.

Ориентация птиц и пчел по геомагнитному полю. Обнаружено, что на геомагнитное поле реагируют различные виды животных (саламандры, морские улитки, черви и т. д.), однако больше других изучены две группы: птицы и пчелы.

Предположение о том, что птицы используют для навигации геомагнитное поле, высказывалось еще в 1882 г. Первую научную проверку этой гипотезы произвел Йигли [639]. Эксперименты с домашними голубями подтвердили его точку зрения, что птицы способны чувствовать географическую и, как он ее называет, магнитную широту. Линии уровня этих двух параметров образуют систему координат, так что, если птицы способны их «измерять», они могут найти любую точку на этой сетке. Йигли проводил эксперименты двух видов. Он прикрепил к крыльям своих голубей маленькие магниты и обнаружил, что после этого они или совсем не могли найти дорогу домой или задерживались в пути по сравнению с теми голубями, к крыльям которых были прикреплены кусочки ме-

ди того же веса. Этот эксперимент был повторен несколько раз другими исследователями, причем некоторые результаты были положительными [609], а другие — отрицательными [583]. Кроме того, Йигли проводил эксперименты с голубями, обученными возвращаться домой в Паоли (штат Пенсильвания). Когда птицы были выпущены в штате Небраска недалеко от пункта, географическая и магнитная широта которого совпадают с соответствующими координатами Паоли, они прилетели именно в этот пункт, а не в Паоли. Карти [118, с. 103], по-видимому, неверно истолковал результаты этих экспериментов. Йигли предположил, что голуби могут оценивать свою скорость, наблюдая землю (они не могут возвращаться домой в тумане), и чувствуют силу Кориолиса. Поскольку последняя зависит от скорости и широты, то в принципе по ней можно было бы определять широту. Он также считает, что голуби могут обнаруживать вертикальную компоненту магнитного поля (это не то же самое, что магнитная широта) по ЭДС, индуцируемой при их движении в магнитном поле. Последняя гипотеза была подвергнута серьезной критике [163, 537, 588].

Недавно Уолкотт и др. [610] нашли в лапках голубей магнетит, что дает основание предполагать более простой способ обнаружения ими магнитного поля. Оказалось, что магнетит есть также у дельфинов. Прести и Петтигру [470] предложили возможный механизм ориентации по магнитному полю. Похоже, что она производится по наклонению, которое определяется лишь по вертикали и направлению поля. Последнее, кроме того, может служить дополнительным контролем. Эксперименты, о которых сообщил Шмидт-Кёниг [521, с. 59], показывают, что дрозды определяют, где находится полюс, по направлению наклоненного вниз магнитного поля (независимо от его полярности). Аллен [21] отметил, что многие птицы, мигрируя, стремятся следовать постоянным магнитным курсом. Йигли утверждает, что радары и радиопередачи вызывают у голубей беспокойство. В то же время Хендерсон [264], Кларк, Пек и Холландер [135], а также Оргел и Смит [444] считают, что птицы нечувствительны к довольно сильным магнитным полям.

Птицы, конечно, используют для навигации и другие естественные геофизические явления, такие, как положение Солнца и звезд, поляризация дневного света и т. д.

У пчел наблюдается сложная система реакций на геомагнитное поле. Когда они лишаются возможности ориентироваться по вертикали, их первому опорному направлению, его роль, по-видимому, выполняет геомагнитное поле. Последнее также вызы-

вает у пчел некоторое замешательство: они допускают ошибки, исполняя свой танец для обнаружения источника нектара. Как только геомагнитное поле экранируется, этих ошибок становится существенно меньше [521, с. 23].

Гоулд, Киршвинк и Деффейс [243] изучили механизм восприятия пчелами геомагнитного поля. Они обнаружили в брюшной полости пчел отдельные зерна магнетита, которые ориентированы поперек их тел. Это приводит к образованию большого внешнего поля, иногда направленного влево, а иногда — вправо. Намагничивание происходит, когда будущая пчела, будучи куколкой, находится в покое и определенным образом ориентирована по отношению к геомагнитному полю. После смерти насекомого зерна магнетита принимают форму, соответствующую низкому уровню энергии, и намагниченность исчезает.

Бактерии и улитки. Блекмор [74] обнаружил, что некоторые виды бактерии спириллы ориентируются по геомагнитному полю. Будучи анаэробными, они стремятся опуститься на дно неглубокого водоема, в котором живут. При этом в Северном полушарии они плывут в направлении магнитного поля, а в Южном полушарии — в противоположную сторону [75]. Франкел и др. [221] нашли в культуре этой бактерии кристаллы магнетита.

Некоторые виды улиток также обладают способностью ориентироваться в магнитном поле, но она, по-видимому, сложным образом связана с местным временем [93].

«СЕНСОРЫ» И ПРЕДСКАЗАТЕЛИ. Магниты и конфигурация геомагнитного поля занимали заметное место в исследованиях Райшенбаха в области медицины в середине прошлого столетия [489]. В своей книге он утверждает, что некоторые люди, которых называют «сенсорами» («sensitives») могут чувствовать магнитные поля своим телом, и что их комфорт зависит от ориентации относительно геомагнитного поля. Они, как утверждают, могут видеть свет, источником которого являются магнитные поля (полярное сияние — проявление того же явления). По-видимому, из-за невозможности проведения действительно объективных наблюдений было предпринято очень мало попыток подтвердить эти эксперименты (обзор таких работ представлен Л. Шепардом в предисловии к изданию книги Райшенбаха в 1974 г.).

Даже предсказание положения водных источников приписывают влиянию градиентов магнитного поля [505], которые якобы образуются благодаря токам фильтрации, связанным с движущейся водой. Если бы этот механизм действительно работал, то предска-

тели больше прославились бы открытиями залежей железорудных минералов, чем водных источников.

6.3. МЕЖДУНАРОДНАЯ АССОЦИАЦИЯ ГЕОМАГНЕТИЗМА И АЭРОНОМИИ

Существует международная организация, в которой представлены почти все направления человеческой деятельности. Часто различные родственные организации, объединяясь, образуют более сложную структуру. Большинство научных дисциплин представлено в организации, которая называется Международным советом научных союзов — МСНС (ICSU). Его предшественником был Международный исследовательский совет, образованный в 1919 г. и объединявший первоначально астрономов, геофизиков и химиков. В 1931 г. вместо него появился МСНС. Соответственно расширилась и представительство в нем научных направлений.

МСНС имеет двумерную структуру. В него входят 17 научных союзов и более 60 национальных членов. Последние являются национальными организациями (обычно финансируемыми правительствами), каждая из которых представляет науку той или иной страны. Например, национальным членом от Австралии является Академия наук Австралии, Великобритания представлена Королевским обществом, а США — Национальной академией наук. Научные союзы охватывают такие широко распространенные дисциплины, как астрономия, диететика, математика, а также история и философия науки. Каждый из этих союзов является автономным, за исключением того, что все они должны соблюдать правила, установленные МСНС, например гласящее, что «ученые всего мира имеют право быть участниками или содействовать международной научной деятельности независимо от их расы, религии, политической философии, этнического происхождения, гражданства, языка или пола». Кроме того, в МСНС имеются комиссии и комитеты главным образом междисциплинарного или вспомогательного характера.

Одним из научных союзов МСНС является Международный геодезический и геофизический союз (IUGG). Он объединяет семь международных ассоциаций, а именно:

Международную ассоциацию геодезии — МАГ (IAG),

Международную ассоциацию сейсмологии и физики земных недр — МАСФЗН (IASPEI),

Международную ассоциацию вулканологии и химии земных недр — МАВХЗН (IAVCEI),

Международную ассоциацию геомагнетизма и аэронауки — МАГА (IAGA),

Международную ассоциацию метеорологии и физики атмосферы — МАМФА (IAMAP),

Международную ассоциацию гидрологических наук — МАГН (IAHS),

Международную ассоциацию физики океанов — МАФО (IAPSO),

а также небольшой административный орган.

МАГА представляет собой международную организацию, в которую входят геомагнитные дисциплины. Вначале ее называли Международной ассоциацией земного магнетизма и атмосферного электричества — МАЗМАЭ (IATMAE). Научный прогресс требует периодического пересмотра структуры организаций. Когда вместо МАЗМАЭ появилась МАГА, произошло перераспределение дисциплин: атмосферное электричество стало составной частью метеорологии и аэронамии (изучение верхней и средней атмосферы).

МАГА в свою очередь состоит из пяти секций:

секция 1 — Внутренние магнитные поля,

секция 2 — Аэронамические явления,

секция 3 — Магнитосферные явления,

секция 4 — Солнечный ветер и межпланетное магнитное поле,

секция 5 — Обсерватории, индексы, приборы и данные.

Грубо говоря, содержание глав 2, 3 и 5 этой книги относится к сфере секции 1, главы 4 — к компетенции секций 2, 3 и 4, а некоторые вопросы главы 1 — к сфере секции 5.

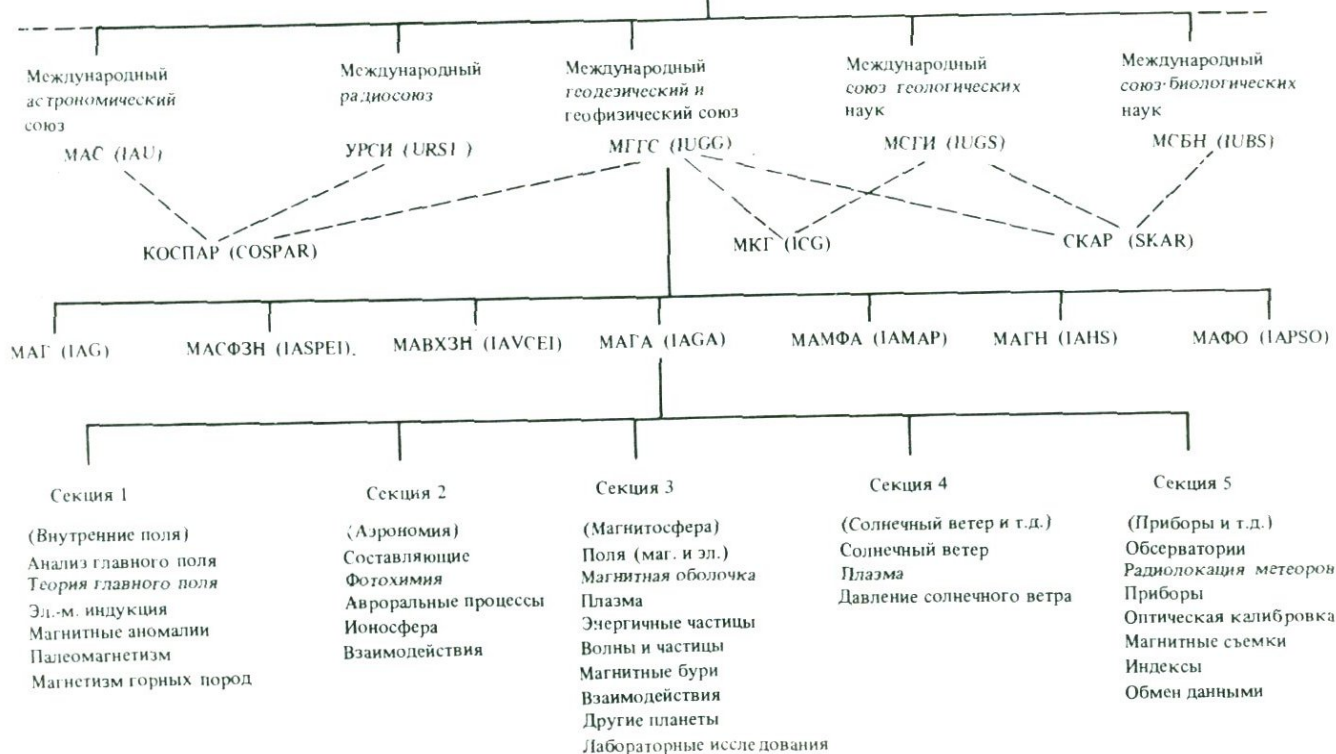
Внутри этих секций существуют рабочие группы, каждая из которых отвечает за некоторый узкий аспект темы. Например, ответственность за определение Международного геомагнитного эталонного поля несет рабочая группа 1 секции 1. В табл. 7 представлена структура МАГА и ее связи с другими организациями.

Природа не так просто устроена, как это можно предположить на основании приведенной выше четкой иерархии. При любой попытке структурировать научные дисциплины всегда остаются интересные темы, относящиеся одновременно к разным ячейкам иерархии. Для того чтобы их охватить, на различных ее уровнях созданы комитеты и комиссии. Например, внутри МАГА на стыках ее секций существуют рабочие группы по истории и исследованию Арктики. Междисциплинарными по своей природе являются такие комитеты МСНС, как Научный комитет по космическим исследованиям — КОСПАР (COSPAR), Межсоюзная комиссия по геодинاميке — МКГ (ICG) и Научный комитет по исследованию Антарктики — СКАР (SCAR).

Каждые четыре года проводятся Генеральные ассамблеи МСГГ.

Таблица 7

Международный совет научных союзов
МСНС (ICSU)



Лекции и научные сообщения делаются на трех уровнях. Каждая ассоциация организует ряд симпозиумов по вопросам, относящимся к области ее интересов. Союз организует междисциплинарные симпозиумы для двух или более ассоциаций, и, кроме того, читаются вводные лекции, предназначенные для ознакомления публики с тем или иным разделом геофизики. Эти ассамблеи проводятся в годы, которые определяются числами $(4n + 3)$, например, 1975 г. (Гренобль), 1979 г. (Канберра), 1983 г. (Гамбург). В каждый из годов, которые можно представить в виде $(4n + 1)$ МАГА проводит научные ассамблеи (иногда вместе с другой ассоциацией). Например, Научная ассамблея 1977 г. в Сиэтле была организована совместно с МАМФА. Кроме того, некоторые рабочие группы проводят рабочие заседания (Workshops), на которых читаются лекции, посвященные какому-либо конкретному вопросу, например индуцированному полю.

Обычно на ассамблеях МАГА принимается множество резолюций, направляющих исследования в области геомагнетизма. Например, решения, касающиеся определений (46) и (47), а также введение системы единиц СИ, были результатом выполнения резолюций, принятых в Киото в 1973 г.

Структуры некоторых международных организаций повторяются и на национальном уровне. В частности, в большинстве стран имеются свои союзы геофизиков, структура которых соответствует МСГГ. МСНС и входящие в него союзы финансируются главным образом за счет взносов национальных организаций. Несколько процентов от этих средств поступает в МСНС, а остальные идут на административные расходы, публикации, помощь студентам, а также лицам, желающим принять участие в международных встречах ученых.

Приложение 1

ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ

Векторный анализ и векторную алгебру большинство читателей, по-видимому, знают и использовали на практике. Тем не менее полезно объяснить обозначения, применяемые в этой книге, а также дать сводку формул и их соотношений. Мы будем рассматривать скалярные и векторные функции точки, т. е. функции пространственных координат (в трех измерениях) и, возможно, времени.

Векторная запись. В этой книге векторы обозначаются прямым полужирным шрифтом, например \mathbf{V} , а их модули — курсивом, например V .

Вектор, модуль которого равен единице, называют единичным. Такие векторы обозначаются с помощью «крышек». Так, например, единичный вектор в направлении \mathbf{V} обозначается как $\hat{\mathbf{V}}$. В заданной системе декартовых координат мы можем определить три единичных вектора, параллельные осям OX , OY и OZ , и обозначить их буквами $\hat{\mathbf{i}}$, $\hat{\mathbf{j}}$, $\hat{\mathbf{k}}$. Тогда вектор \mathbf{V} можно записать в виде суммы трех ортогональных векторов

$$\mathbf{V} = \hat{\mathbf{i}}B_x + \hat{\mathbf{j}}B_y + \hat{\mathbf{k}}B_z,$$

где B_x , B_y , B_z называются *компонентами* вектора \mathbf{V} . Его модуль равен

$$V = |\mathbf{V}| = (B_x^2 + B_y^2 + B_z^2)^{1/2}.$$

Радиус-вектор точки, в которой определен вектор \mathbf{V} , записывается в виде

$$\mathbf{r} = \hat{\mathbf{i}}x + \hat{\mathbf{j}}y + \hat{\mathbf{k}}z.$$

Вектор можно определить, указав его величину (V) и направление ($\hat{\mathbf{V}}$)

Инвариантность. Векторы обычно определяются в *правой системе координат*, т. е. если смотреть вдоль направления вектора $\hat{\mathbf{k}}$, то в такой системе поворот от $\hat{\mathbf{i}}$ к $\hat{\mathbf{j}}$ осуществляется по часовой стрелке. Систему координат можно изменить тремя способами: переносом (например, $x' = x - s$), вращением (например, $x' = x \cos \theta - y \sin \theta$, $y' = x \sin \theta + y \cos \theta$) или отражением в левую

систему координат (например, $x' = x$, $y' = y$, $z' = -z$). Скаляры и векторы должны быть инвариантны по отношению к переносу и вращению. Это означает, что скаляр сохраняет свою величину, а координаты вектора преобразуются по тому же закону, что и координаты радиус-вектора. Вектор, который инвариантен также относительно отражения, называют *полярным вектором*, а вектор, который при отражении изменяет свой знак — *аксиальным*. Если при отражении знак скаляра (например, $\mathbf{V} \cdot \text{rot} \mathbf{V}$) изменяется, то его называют *псевдоскаляром*.

Когда речь идет о представлении физических величин, требование инвариантности очевидно: природа не может зависеть от того, как мы выберем систему координат.

Произведение векторов. Произведение вектора на скаляр включает в себя произведение всех его компонент на этот скаляр, например,

$$a\mathbf{V} = aB_x\hat{\mathbf{i}} + aB_y\hat{\mathbf{j}} + aB_z\hat{\mathbf{k}}.$$

Существуют три способа умножения векторов.

1) Скалярное умножение, в котором операция умножения обозначается точкой; его часто называют *внутренним умножением*, а результат — *внутренним произведением*:

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_x B_x + A_y B_y + A_z B_z. \quad (\text{П1})$$

С геометрической точки зрения скалярное произведение есть произведение модулей векторов на косинус угла между их направлениями. Очевидно, что

$$\hat{\mathbf{i}} \cdot \hat{\mathbf{i}} = 1; \quad \hat{\mathbf{i}} \cdot \hat{\mathbf{j}} = 0 \text{ и т. д.}$$

Скалярное произведение является и по существу скаляром, поскольку если подставить координаты векторов \mathbf{A} и \mathbf{B} в некоторой новой системе координат в формулу (П1), то величина скалярного произведения не изменится.

Квадрат вектора \mathbf{V} определяется формулой

$$\mathbf{V} \cdot \mathbf{V} = V^2 = B_x^2 + B_y^2 + B_z^2.$$

2) Векторное умножение, в котором операция умножения обозначается крестиком. Его часто называют *перекрестным умножением*:

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = \hat{\mathbf{i}}(A_y B_z - A_z B_y) + \hat{\mathbf{j}}(A_z B_x - A_x B_z) + \hat{\mathbf{k}}(A_x B_y - A_y B_x). \quad (\text{П2})$$

С геометрической точки зрения результатом этого произведения является вектор, ортогональный векторам \mathbf{A} и \mathbf{B} и имеющий величину $AB \sin \theta$, где θ — угол между \mathbf{A} и \mathbf{B} . Направление произведения

$\mathbf{A} \times \mathbf{B}$ выбирается так, чтобы векторы \mathbf{A} , \mathbf{B} и $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$ образовывали правую систему координат, например если \mathbf{A} направлен на север, а \mathbf{B} — на восток, то вектор $\mathbf{A} \times \mathbf{B}$ должен быть направлен вниз. Если вектор имеет размерность n , то в векторном произведении двух таких векторов будет $\frac{1}{2}n(n-1)$ компонент. Это число равно n лишь при $n = 3$. Следовательно, векторное произведение является вектором лишь в трехмерном пространстве. Оно инвариантно по отношению к переносу и вращению осей. Однако при их отражении знак векторного произведения изменяется. Умножение такого типа не удовлетворяет закону коммутативности, поскольку

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = -\mathbf{B} \times \mathbf{A}.$$

С помощью (П2) мы можем вывести формулы для векторного произведения единичных векторов

$$\hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{i}} = 0; \quad \hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{j}} = \hat{\mathbf{k}}; \quad \hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{k}} = -\hat{\mathbf{j}} \quad \text{и т. д.}$$

Для запоминания формы векторного произведения его удобно представить в виде определителя

$$\mathbf{A} \times \mathbf{B} = \begin{vmatrix} \hat{\mathbf{i}} & \hat{\mathbf{j}} & \hat{\mathbf{k}} \\ A_x & A_y & A_z \\ B_x & B_y & B_z \end{vmatrix}.$$

3) Прямое произведение, обозначаемое как \mathbf{AB} . Рассмотрим скалярное произведение этой величины на вектор \mathbf{C} . Выражение $(\mathbf{AB}) \cdot \mathbf{C}$ можно записать как $\mathbf{A}(\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})$, т. е. в виде произведения вектора и скаляра. Таким образом, если скалярно умножить \mathbf{AB} на вектор, то мы получим в результате вектор, имеющий другое направление и другую величину. Прямое произведение двух векторов называют *диадой*.

Диадное произведение. Мы можем записать

$$\begin{aligned} \mathbf{AB} &= (A_x \hat{\mathbf{i}} + A_y \hat{\mathbf{j}} + A_z \hat{\mathbf{k}})(B_x \hat{\mathbf{i}} + B_y \hat{\mathbf{j}} + B_z \hat{\mathbf{k}}) = \\ &= A_x B_x \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} + A_x B_y \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{j}} + A_y B_x \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{i}} + \dots + A_z B_z \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}, \end{aligned}$$

где $\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}}$, $\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{j}}$, $\hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{i}}$ и т. д. — единичные диады. Наиболее общим выражением такого вида является

$$\mathcal{A} = A_{xx} \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} + A_{xy} \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{j}} + A_{yx} \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{i}} + \dots + A_{zz} \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}. \quad (\text{П3})$$

Его называют *диадным произведением* или *тензором ранга 2*. В этой книге диадные произведения обозначаются буквами, написанными рукописным шрифтом. Величины A_{xx} , A_{xy} и т. д. являются компонентами тензора \mathcal{A} .

Диадное произведение, соответствующее некоторому физическому явлению, должно иметь свойство инвариантности: его компоненты должны преобразовываться по тому же закону, что и произведения соответствующих координат радиус-вектора.

Произведение тензора и вектора некоммутативно, так как

$$\mathbf{AB} \cdot \mathbf{C} \neq \mathbf{C} \cdot \mathbf{AB}. \quad (\text{П4})$$

Левая часть этого равенства соответствует *умножению вектора на тензор справа*, а правая — *умножению слева*. Если левая и правая части (П4) равны, то говорят, что произведение \mathbf{AB} *симметрично*: Если тензор \mathcal{A} симметричен, то $A_{XY} = A_{YX}$ и т. д.

Внутреннее произведение двух тензоров, являющихся диадными произведениями, также представляет собой тензор, например,

$$(\mathbf{AB}) \cdot (\mathbf{CD}) = (\mathbf{B} \cdot \mathbf{C})(\mathbf{AD}).$$

Часто бывает удобно использовать по отношению к диадным произведениям операцию двойного умножения. Мы проиллюстрируем это на примере умножения единичных диад

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} : \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} &= (\hat{\mathbf{i}} \cdot \hat{\mathbf{j}})(\hat{\mathbf{i}} \cdot \hat{\mathbf{k}}) = 0, \\ \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{j}} : \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{j}} &= (\hat{\mathbf{i}} \cdot \hat{\mathbf{i}})(\hat{\mathbf{j}} \cdot \hat{\mathbf{j}}) = 1, \\ \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{i}} &= (\hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{k}})(\hat{\mathbf{i}} \cdot \hat{\mathbf{i}}) = -\hat{\mathbf{j}}, \\ \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{i}} &= (\hat{\mathbf{k}} \cdot \hat{\mathbf{k}})(\hat{\mathbf{k}} \times \hat{\mathbf{i}}) = \hat{\mathbf{j}}, \\ \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{j}} \times \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{i}} &= (\hat{\mathbf{i}} \times \hat{\mathbf{j}})(\hat{\mathbf{j}} \times \hat{\mathbf{i}}) = -\hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}. \end{aligned} \quad (\text{П5})$$

Двойное произведение таких тензоров можно определить, записав их в форме (П3) и перемножив почленно.

АЛЬТЕРНАТИВНЫЕ ОБОЗНАЧЕНИЯ. В геофизической литературе обычно используют два альтернативных обозначения.

1) Вектор можно рассматривать как строку или столбец матрицы, например (B_X, B_Y, B_Z) . Скалярное произведение записывается в этих обозначениях в виде произведения вектор-строки на вектор-столбец:

$$(A_X, A_Y, A_Z) \begin{pmatrix} B_X \\ B_Y \\ B_Z \end{pmatrix} = A_X B_X + A_Y B_Y + A_Z B_Z = \mathbf{A} \cdot \mathbf{B}.$$

Если мы умножим вектор-столбец на вектор-строку, то получим тензор

$$\begin{pmatrix} A_X \\ A_Y \\ A_Z \end{pmatrix} (B_X, B_Y, B_Z) = \begin{pmatrix} A_X B_X & A_X B_Y & A_X B_Z \\ A_Y B_X & A_Y B_Y & A_Y B_Z \\ A_Z B_X & A_Z B_Y & A_Z B_Z \end{pmatrix} = \mathbf{AB}.$$

В этих обозначениях диадное произведение представляется квадратной матрицей размерностью 3×3 .

2) Индексные обозначения особенно полезны при записи внутреннего произведения скаляра и тензора.

Символу с одним индексом (например, i), последовательно принимающему значения 1, 2, 3, соответствует тройка величин. Оси системы координат обозначаются числами 1, 2, 3, а не буквами X , Y , Z , а x , y , z заменяются на x_1 , x_2 , x_3 . Таким образом, B_i соответствует (B_1, B_2, B_3) .

Если индекс повторяется, то это означает, что он последовательно принимает значения 1, 2, 3, а соответствующие члены складываются. Таким образом,

$$\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} = A_i B_i = A_1 B_1 + A_2 B_2 + A_3 B_3.$$

Диадное произведение обозначается с помощью двойного, а не повторяющегося индекса, т. е. $A_{ij} = \mathcal{A}$.

Произведение тензора и вектора выражается формулой

$$\mathcal{A} \cdot \mathbf{B} = A_{ij} B_j = A_{i1} B_1 + A_{i2} B_2 + A_{i3} B_3.$$

Поскольку в правой части имеется единственный индекс i , то результат является вектором.

ЕДИНИЧНЫЙ ТЕНЗОР. Если вектор или произвольный тензор умножить (слева или справа) на тензор

$$\mathcal{I} = \hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} + \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}, \quad (\text{П6})$$

то в результате мы получим те же вектор или тензор. Следовательно, диадное произведение (П6) является единичным. Его иногда называют *идемфактором*. В индексных обозначениях он имеет вид δ_{ij} . Компоненты единичного тензора равны 1, если $i = j$, и 0 в остальных случаях. (Читателю следует соблюдать осторожность и не путать единичные векторы $\hat{\mathbf{i}}$, $\hat{\mathbf{j}}$ с индексами i , j .)

ДИФФЕРЕНЦИРОВАНИЕ ВЕКТОРА. Производную вектора определяют, как и при дифференцировании скалярных переменных, значением предела отношения малых разностей. Производная по скаляру вычисляется достаточно просто, например,

$$\partial \mathbf{B} / \partial t = \hat{\mathbf{i}} \partial B_x / \partial t + \hat{\mathbf{j}} \partial B_y / \partial t + \hat{\mathbf{k}} \partial B_z / \partial t.$$

Дифференцирование по пространственным координатам можно выразить с помощью векторного оператора ∇ («набла»), который определяется формулой

$$\nabla = \hat{\mathbf{i}} \partial / \partial x + \hat{\mathbf{j}} \partial / \partial y + \hat{\mathbf{k}} \partial / \partial z.$$

Он имеет форму вектора и мог бы его заменить в приведенных выше выражениях.

Оператор ∇ может действовать на скалярную функцию точки V . По аналогии с произведением вектора и скаляра мы в этом случае получаем выражение

$$\nabla V = \hat{\mathbf{i}} \partial V / \partial x + \hat{\mathbf{j}} \partial V / \partial y + \hat{\mathbf{k}} \partial V / \partial z, \quad (\text{П7})$$

которое можно записать с помощью индексных обозначений в виде $\partial V / \partial x_i$. Этот вектор называют *градиентом* скаляра и часто обозначают как $\text{grad } V$. Его физический смысл, как это видно из названия, состоит в том, что он указывает направление максимального роста V , а величина равна $\partial V / \partial s$, где s — расстояние в направлении увеличения V .

Скалярному произведению двух векторов соответствует выражение

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \partial B_x / \partial x + \partial B_y / \partial y + \partial B_z / \partial z, \quad (\text{П8})$$

которое представляет собой дивергенцию вектора \mathbf{B} и обозначается также как $\text{div } \mathbf{B}$. С физической точки зрения $\nabla \cdot \mathbf{B}$ является мерой интенсивности источника поля \mathbf{B} ; отрицательный знак дивергенции соответствует стоку. С помощью индексных обозначений дивергенцию можно записать в виде $\partial B_i / \partial x_i$.

Векторному произведению соответствует аксиальный вектор (в предположении, что \mathbf{B} является полярным вектором)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \hat{\mathbf{i}} (\partial B_z / \partial y - \partial B_y / \partial z) + \hat{\mathbf{j}} (\partial B_x / \partial z - \partial B_z / \partial x) + \hat{\mathbf{k}} (\partial B_y / \partial x - \partial B_x / \partial y), \quad (\text{П9})$$

который называют *ротором* вектора и обозначают как $\text{rot } \mathbf{B}$. Физический смысл этой величины состоит в том, что она представляет собой меру завихренности поля \mathbf{B} .

Оператор «набла» можно также использовать для записи прямого произведения. Выражение $\nabla \mathbf{B}$ лучше всего можно пояснить с помощью произведения $\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \mathbf{B}$ (где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичный вектор), которое представляет собой векторную скорость изменения \mathbf{B} в направлении $\hat{\mathbf{n}}$. В индексных обозначениях $\nabla \mathbf{B}$ выглядит как $\partial B_i / \partial x_j$, а $\hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla \mathbf{B}$ — как $n_i \partial B_j / \partial x_i$. Последнее выражение называют *производной вектора \mathbf{B} по направлению*.

Примеры производных по направлению. В качестве примера использования производной по направлению рассмотрим разность между локальной и суммарной скоростями изменения векторной функции точки \mathbf{B} в присутствии жидкости, движущейся со скоростью \mathbf{u} . Локальная скорость, т. е. скорость изменения \mathbf{B} в фиксированной точке, равна $\partial \mathbf{B} / \partial t$. Изменение \mathbf{B} , обусловленное мгновен-

ным смещением на $d\mathbf{r}$, составляет $d\mathbf{r} \cdot \nabla \mathbf{B}$. Если перемещение происходит за время dt , то соответствующая скорость равна $(\partial \mathbf{r} / \partial t) \cdot \nabla \mathbf{B}$. Отождествляя $\partial \mathbf{r} / \partial t$ со скоростью движения жидкости \mathbf{u} , мы найдем, что скорость изменения поля, вызванного этой причиной, составляет $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{B}$. Таким образом, полная скорость изменения \mathbf{B} , которую можно наблюдать в точке, движущейся вместе с жидкостью, равна сумме этих двух скоростей и записывается в виде

$$d\mathbf{B}/dt = \partial \mathbf{B} / \partial t + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{B}.$$

В качестве другой иллюстрации применения производной по направлению мы исследуем скорость изменения во времени векторного элемента поверхности, который перемещается вместе с несжимаемой жидкостью, движущейся со скоростью \mathbf{u} . Пусть \mathbf{A} — вектор, определяющий маленькую прямоугольную площадку внутри жидкости. Мы рассматриваем лишь бесконечно малые изменения, при которых площадка сохраняет свою форму. Пусть $\mathbf{A} = A \hat{\mathbf{a}}$, где A — величина ее площади, а единичный вектор $\hat{\mathbf{a}}$ указывает направление нормали к плоскости поверхности. Направим оси прямоугольных координат так, чтобы в каждый момент времени рассматриваемая площадка лежала в плоскости YZ , а ее площадь была равна $dy dz$. Отметим, что, хотя мгновенные направления векторов $\hat{\mathbf{a}}$ и $\hat{\mathbf{i}}$ параллельны, это свойство не является постоянным. Скорость изменения вектора площади равна

$$d\mathbf{A}/dt = \hat{\mathbf{a}} dA/dt + A d\hat{\mathbf{a}}/dt.$$

В этой формуле производная $d\hat{\mathbf{a}}/dt$ не имеет компоненты X , поскольку $\hat{\mathbf{a}}$ — единичный вектор, параллельный $\hat{\mathbf{i}}$. Компонента Y этой производной зависит от наклона площадки к оси Z , который в свою очередь определяется градиентом u_x в направлении Y . Таким образом,

$$d\hat{\mathbf{a}}/dt = -\hat{\mathbf{j}}(\partial u_x / \partial y) - \hat{\mathbf{k}}(\partial u_x / \partial z).$$

Кроме того, dA/dt зависит от того, как эта площадь увеличивается в плоскости YZ :

$$dA/dt = (\partial u_y / \partial y) dy dz + (\partial u_z / \partial z) dz dy.$$

Но если среда несжимаема, то в ней не может быть ни источников, ни стоков и, следовательно,

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \partial u_x / \partial x + \partial u_y / \partial y + \partial u_z / \partial z = 0.$$

Учитывая, что

$$A = dy dz,$$

получаем

$$d\mathbf{A}/dt = -(\partial u_x/\partial x)\mathbf{A}$$

и

$$d\mathbf{A}/dt = -[\hat{\mathbf{i}}(\partial u_x/\partial x) + \hat{\mathbf{j}}(\partial u_x/\partial y) + \hat{\mathbf{k}}(\partial u_x/\partial z)]\mathbf{A} = -\nabla\mathbf{u} \cdot \mathbf{A}. \quad (\text{П10})$$

В это уравнение входят лишь векторы и диадные произведения, которые инвариантны по отношению к выбранной ориентации осей.

Если тензор, являющийся диадным произведением, умножить слева и справа на векторы, то результат будет скаляром. Умножим, например, тензор $\nabla\nabla(1/r)$ слева на вектор \mathbf{b} и справа на вектор \mathbf{m} . В индексных обозначениях мы можем записать

$$\begin{aligned} \mathbf{b} \cdot \nabla\nabla(1/r) \cdot \mathbf{m} &= b_i(\partial/\partial x_i)(\partial/\partial x_i)(1/r)m_i = \\ &= b_i[3r^{-5}x_i x_i - (\partial x_i/\partial x_i)r^{-3}]m_i = \\ &= \mathbf{b} \cdot (3r^{-5}\mathbf{r}\mathbf{r} - \mathcal{I}r^{-3}) \cdot \mathbf{m}. \end{aligned} \quad (\text{П11})$$

Заметим, что

$$\partial x_i/\partial x_i = \nabla\mathbf{r} = \mathcal{I}. \quad (\text{П12})$$

И наконец, отметим, что ротор вектора можно представить с помощью двойного произведения двух тензоров, так что

$$\begin{aligned} \nabla\mathbf{B} \times \nabla\mathbf{r} &= (\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}}\partial B_x/\partial x + \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}}\partial B_y/\partial x + \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{i}}\partial B_x/\partial y + \dots) \times (\hat{\mathbf{i}}\hat{\mathbf{i}} + \hat{\mathbf{j}}\hat{\mathbf{j}} + \hat{\mathbf{k}}\hat{\mathbf{k}}) = \\ &= \hat{\mathbf{k}}(\partial B_x/\partial y - \partial B_y/\partial x) + \dots = \\ &= -\text{rot } \mathbf{B}. \end{aligned} \quad (\text{П13})$$

Вторые производные. Поскольку градиент скаляра является векторной функцией точки, можно говорить о его дивергенции и роторе. Легко показать, что

$$\nabla \times \nabla V = 0 \quad (\text{П14})$$

и

$$\nabla \cdot \nabla V = \nabla^2 V = \partial^2 V/\partial x^2 + \partial^2 V/\partial y^2 + \partial^2 V/\partial z^2.$$

Оператор ∇^2 называют *лапласианом*; он имеет большое значение в теории потенциала. По аналогии с предыдущим лапласиан вектора \mathbf{B} определяется как дивергенция диадного произведения $\nabla\mathbf{B}$:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \partial^2 \mathbf{B}/\partial x^2 + \partial^2 \mathbf{B}/\partial y^2 + \partial^2 \mathbf{B}/\partial z^2. \quad (\text{П15})$$

В индексных обозначениях лапласиан выражается в виде $(\partial/\partial x_i)(\partial/\partial x_i)$.

Дивергенция вектора, являясь скаляром, имеет градиент

$$\nabla \nabla \cdot \mathbf{B} = \hat{\mathbf{i}}(\partial/\partial x)(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \hat{\mathbf{j}}(\partial/\partial y)(\nabla \cdot \mathbf{B}) + \hat{\mathbf{k}}(\partial/\partial z)(\nabla \cdot \mathbf{B})$$

который можно записать как

$$(\partial/\partial x_i)(\partial B_j/\partial x_i).$$

К ротору вектора применимы операции дивергенции или ротора, однако дивергенция ротора тождественно равна нулю:

$$\nabla \cdot \nabla \times \mathbf{B} = 0.$$

Значение rot rot можно найти, применив дважды формулу (П9):

$$\text{rot rot } \mathbf{B} = \nabla \nabla \cdot \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (\text{П16})$$

Заметим, что эти векторы являются полярными (если \mathbf{B} — полярный вектор).

Производные произведений. Следующие формулы можно вывести, дифференцируя стоящие в левых частях произведения с учетом (П7) — (П9):

$$\nabla \cdot (V\mathbf{B}) = \nabla V \cdot \mathbf{B} + V \nabla \cdot \mathbf{B}, \quad (\text{П17})$$

$$\nabla \times (V\mathbf{B}) = \nabla V \times \mathbf{B} + V \nabla \times \mathbf{B}. \quad (\text{П18})$$

$$\nabla \cdot (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = (\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \mathbf{B} - \mathbf{A} \cdot (\nabla \times \mathbf{B}), \quad (\text{П19})$$

$$\nabla \times (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{A} - \mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B} + \mathbf{A} \nabla \cdot \mathbf{B} - \mathbf{B} \nabla \cdot \mathbf{A}, \quad (\text{П20})$$

$$\nabla (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = \nabla \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} + \nabla \mathbf{B} \cdot \mathbf{A}, \quad (\text{П21})$$

$$= \mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{A} + \mathbf{A} \cdot \nabla \mathbf{B} + \mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{A}) + \mathbf{A} \times (\nabla \times \mathbf{B}), \quad (\text{П22})$$

$$\nabla^2 (V\mathbf{B}) = \mathbf{B} \nabla^2 V + V \nabla^2 \mathbf{B} + 2 \nabla V \cdot \nabla \mathbf{B}, \quad (\text{П23})$$

$$\nabla^2 (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B}) = (\nabla^2 \mathbf{A}) \cdot \mathbf{B} + \mathbf{A} \cdot (\nabla^2 \mathbf{B}) + 2(\nabla \mathbf{A}) : (\nabla \mathbf{B}), \quad (\text{П24})$$

$$\nabla^2 (\mathbf{A} \times \mathbf{B}) = (\nabla^2 \mathbf{A}) \times \mathbf{B} + \mathbf{A} \times (\nabla^2 \mathbf{B}) + 2(\nabla \mathbf{A}) \dot{\times} (\nabla \mathbf{B}), \quad (\text{П25})$$

Криволинейные и поверхностные интегралы. Криволинейный интеграл от вектора вдоль кривой C определяется как интеграл от компоненты этого вектора, параллельной касательной к кривой. Он записывается в форме

$$\int_C \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r}.$$

Если контур, по которому производится интегрирование, замкнут, то интеграл имеет вид $\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r}$.

Поверхностный интеграл от вектора по поверхности S определяется как интеграл от компоненты этого вектора, параллельной нормали к этой поверхности. Он обозначается как $\int_S \mathbf{B} \cdot d\mathbf{S}$ или $\int_S \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} dS$, где $\hat{\mathbf{n}}$ — единичная нормаль к поверхности в точке, где задано \mathbf{B} . Поверхность S может быть открытой или замкнутой.

С этими интегралами связаны две важные теоремы. Согласно теореме Гаусса, если S — замкнутая поверхность, ограничивающая объем V , то

$$\int \nabla \cdot \mathbf{B} \, dV = \int_S \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dS, \quad (\text{П26})$$

Теорема Стокса гласит, что криволинейный интеграл вдоль замкнутой кривой, ограничивающей открытую поверхность, равен

$$\oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{r} = \int_S \nabla \times \mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dS, \quad (\text{П27})$$

Подынтегральное выражение в правой части этой формулы является псевдоскаляром, поэтому теорема справедлива только в том случае, когда соответствующим образом определена система координат — правая или левая. Необходимое условие (если его сформулировать с помощью геометрических представлений) состоит в том, что положительная нормаль $\hat{\mathbf{n}}$ должна указывать в направлении движения «правого винта», который в каждой точке контура интегрирования поворачивается в направлении $d\mathbf{r}$.

Приведем пример использования теоремы Гаусса. Рассмотрим с этой целью некоторый объем, содержащий вещество с плотностью ρ . Гравитационный потенциал, создаваемый этим веществом в некоторой точке поверхности, ограничивающей его объем, равен

$$U = \int \rho(G/r) \, dV.$$

Вычислим теперь полное нормальное ускорение силы тяжести

$$\int_S \nabla \left[\int \rho(G/r) \, dV \right] \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dS = G \int_S \hat{\mathbf{n}} \cdot \nabla(1/r) \, dS \, dV.$$

Но, поскольку r является расстоянием до точки на внутренней стороне поверхности S , справедливо соотношение

$$\int_S \nabla U \cdot \hat{\mathbf{n}} \, dS = -G \int \rho 4\pi \, dV.$$

С учетом этого можно записать

$$\int \nabla^2 U \, dV = -4\pi G \int \rho \, dV.$$

По теореме Гаусса, для любого объема справедливо соотношение

$$\nabla^2 U = -4\pi G\rho.$$

Следовательно,

$$\nabla^2 U = Q. \quad (\text{П28})$$

Мы получили уравнение Пуассона. Таким образом, если обозначить правую часть этого уравнения через Q , то в общем случае его решением будет

$$U = -(1/4\pi) \int (Q/r) dV. \quad (\text{П29})$$

Уравнение Пуассона можно также записать относительно вектора

$$\nabla^2 \mathbf{A} = \mathbf{J}. \quad (\text{П30})$$

Скалярные уравнения, соответствующие (П30), имеют решения вида (П29), поэтому общим решением векторного уравнения Пуассона будет

$$\mathbf{A} = -(1/4\pi) \int (\mathbf{J}/r) dV.$$

Формула Грина устанавливает связь между двумя скалярными функциями точки s и t , которые определены в объеме, ограниченном замкнутой поверхностью S . Эту формулу можно вывести, применяя теорему Гаусса к вектору $s\nabla t$ и используя (П17):

$$\begin{aligned} \int \nabla \cdot (s \nabla t) dV &= \int \nabla s \cdot \nabla t dV + \int s \nabla^2 t dV = \\ &= \int s \nabla t \cdot \hat{\mathbf{n}} dS. \end{aligned}$$

Но благодаря симметрии

$$\begin{aligned} \int \nabla s \cdot \nabla t dV &= \int s \nabla t \cdot \hat{\mathbf{n}} dS - \int s \nabla^2 t dV = \\ &= \int t \nabla s \cdot \hat{\mathbf{n}} dS - \int t \nabla^2 s dV. \end{aligned}$$

Из последнего равенства получаем

$$\int (t \partial s / \partial n - s \partial t / \partial n) dS = \int (t \nabla^2 s - s \nabla^2 t) dV, \quad (\text{П31})$$

где n — расстояние вдоль внешней нормали к поверхности S .

Приложение 2

СИСТЕМЫ КООРДИНАТ

Для описания положения точки в пространстве применяются различные системы координат. В ортогональных системах существуют три пространственные переменные u, v, w , координатные поверхности которых пересекаются под прямыми углами; их называют координатами системы. Пусть u_1, v_1, w_1 — координаты точки P (т. е. значения переменных u, v, w на координатных поверхностях, которые проходят через точку P) и пусть $u_1 + du, v_1 + dv, w_1 + dw$ — соседние координатные поверхности. Определим масштабную функцию h_1 так, чтобы расстояние вдоль направления ∇u между двумя соседними координатными поверхностями переменной u , проходящими через точку P , было равно $h_1 du$. Аналогично введем h_2 и h_3 . В каждой точке P определим единичные векторы $\hat{\alpha}, \hat{\beta}, \hat{\gamma}$ в направлениях градиентов $\nabla u, \nabla v, \nabla w$.

Прямоугольные (декартовы) координаты. Самая старая система координат была введена Декартом и названа его именем. Градиенты каждой из функций u, v, w постоянны как по величине, так и по направлению. Следовательно, эти функции суть расстояния от начала системы координат до проекций точки P на ортогональные оси. Их обозначают x, y, z , а масштабные функции равны

$$h_1 = h_2 = h_3 = 1.$$

Выражения для производных вектора приведены в этом выражении в декартовых координатах.

Производные в ортогональных системах координат. Чтобы найти выражение для градиента скаляра V в точке P , введем декартову систему координат, оси X, Y и Z которой параллельны векторам $\hat{\alpha}, \hat{\beta}, \hat{\gamma}$. Тогда, поскольку

$$dx = h_1 du; \quad dy = h_2 dv; \quad dz = h_3 dw, \quad (\text{П32})$$

градиент записывается в виде

$$\begin{aligned} \nabla V = & \hat{\mathbf{i}}(\partial V/\partial x) + \hat{\mathbf{j}}(\partial V/\partial y) + \hat{\mathbf{k}}(\partial V/\partial z) = \\ = & (h_1/h_1)(\partial V/\partial u) + (h_2/h_2)(\partial V/\partial v) + (h_3/h_3)(\partial V/\partial w). \end{aligned} \quad (\text{П33})$$

Аналогичным образом можно показать, что

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = (h_1 h_2 h_3)^{-1} [(\partial/\partial u)(h_2 h_3 B_u) + (\partial/\partial v)(h_3 h_1 B_v) + (\partial/\partial w)(h_1 h_2 B_w)], \quad (\text{П34})$$

$$\nabla^2 V = \frac{1}{h_1 h_2 h_3} \left[\frac{\partial}{\partial u} \left(\frac{h_2 h_3 \partial V}{h_1 \partial u} \right) + \frac{\partial}{\partial v} \left(\frac{h_3 h_1 \partial V}{h_2 \partial v} \right) + \frac{\partial}{\partial w} \left(\frac{h_1 h_2 \partial V}{h_3 \partial w} \right) \right], \quad (\text{П35})$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \begin{vmatrix} h_1 \hat{\alpha} & h_2 \hat{\beta} & h_3 \hat{\gamma} \\ \partial/\partial u & \partial/\partial v & \partial/\partial w \\ h_1 B_u & h_2 B_v & h_3 B_w \end{vmatrix} (h_1 h_2 h_3)^{-1} \quad (\text{П36})$$

Цилиндрические координаты. Эта система координат определяется с помощью трех переменных ρ , ϕ , z , которые связаны с переменными x , y , z формулами

$$\rho = (x^2 + y^2)^{1/2}; \quad \text{tg } \phi = y/x; \quad z = z,$$

и, наоборот,

$$x = \rho \cos \phi; \quad y = \rho \sin \phi; \quad z = z.$$

Координатная поверхность переменной ρ представляет собой круговой цилиндр.

Масштабные функции в этом случае равны

$$h_1 = 1; \quad h_2 = \rho; \quad h_3 = 1.$$

С помощью этих выражений можно записать формулы для производных вектора в цилиндрических координатах

$$\nabla V = \hat{\alpha}(\partial V/\partial \rho) + \hat{\beta}(\partial V/\partial \phi) + \hat{\gamma}(\partial V/\partial z), \quad (\text{П37})$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = (1/\rho)(\partial/\partial \rho)(\rho B_\rho) + (1/\rho) \partial B_\phi/\partial \phi + \partial B_z/\partial z,$$

$$\nabla^2 V = (1/\rho)(\partial/\partial \rho)(\rho \partial V/\partial \rho) + (1/\rho^2)(\partial^2 V/\partial \phi^2) + d^2 V/dz^2, \quad (\text{П38})$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = \rho^{-1} \begin{vmatrix} \hat{\alpha} & \rho \hat{\beta} & \hat{\gamma} \\ \partial/\partial \rho & \partial/\partial \phi & \partial/\partial z \\ B_\rho & \rho B_\phi & B_z \end{vmatrix},$$

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \hat{\alpha}[\nabla^2 B_\rho - (B_\rho/\rho^2) - (2/\rho^2)(\partial B_\phi/\partial \phi)] + \hat{\beta}[\nabla^2 B_\phi - (B_\phi/\rho^2) + (2/\rho)(\partial^2 B_\rho/\partial \rho \partial \phi)] + \hat{\gamma} \nabla^2 B_z.$$

Сферические полярные координаты. Для описания этой системы используют три переменные r , θ и ϕ , которые определяются по формулам

$$r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}, \\ \text{tg } \theta = (x^2 + y^2)^{1/2}/z, \\ \text{tg } \phi = y/x,$$

Обратные соотношения имеют вид

$$\begin{aligned}x &= r \sin \theta \cos \phi, \\y &= r \sin \theta \sin \phi, \\z &= r \cos \theta.\end{aligned}\quad (\text{П39})$$

Масштабные функции равны

$$h_1 = 1; \quad h_2 = r; \quad h_3 = r \sin \theta.$$

Выражения для производных в этой системе координат можно записать следующим образом:

$$\begin{aligned}\nabla V &= \hat{\alpha} \partial V / \partial r + \hat{\beta} r^{-1} \partial V / \partial \theta + \hat{\gamma} (r \sin \theta)^{-1} \partial V / \partial \phi, \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= r^{-2} \partial (r^2 B_r) / \partial r + (r \sin \theta)^{-1} \partial (\sin \theta B_\theta) / \partial \theta + \\ &\quad + (r \sin \theta)^{-1} \partial B_\phi / \partial \phi, \\ \nabla^2 V &= r^{-2} \partial (r^2 \partial V / \partial r) / \partial r + (r^2 \sin \theta)^{-1} \partial (\sin \theta \partial V / \partial \theta) / \partial \theta + \\ &\quad + (r^2 \sin^2 \theta)^{-1} \partial^2 V / \partial \phi^2,\end{aligned}\quad (\text{П40})$$

$$\text{rot } \mathbf{B} = (r^2 \sin \theta)^{-1} \begin{vmatrix} \hat{\alpha} & r \hat{\beta} & r \sin \theta \hat{\gamma} \\ \partial / \partial r & \partial / \partial \theta & \partial / \partial \phi \\ B_r & r B_\theta & r \sin \theta B_\phi \end{vmatrix}, \quad (\text{П41})$$

$$\begin{aligned}\nabla^2 \mathbf{B} &= \hat{\alpha} \left[\nabla^2 B_r - \frac{2 B_r}{r^2} - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial (\sin \theta B_\theta)}{\partial \theta} - \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} \right] + \\ &\quad + \hat{\beta} \left[\nabla^2 B_\theta - \frac{B_\theta}{r^2 \sin^2 \theta} - \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} + \frac{2}{r^2} \frac{\partial B_r}{\partial \theta} \right] + \\ &\quad + \hat{\gamma} \left[\nabla^2 B_\phi - \frac{B_\phi}{r^2 \sin^2 \theta} + \frac{2}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial B_r}{\partial \phi} + \frac{2 \cos \theta}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial B_\theta}{\partial \phi} \right].\end{aligned}$$

Координаты вытянутого сфероида. Система координат вытянутого сфероида определяется тремя переменными η , ξ , ϕ . Рассмотрим две точки с координатами $x = y = 0$, $z = \pm f$. Они являются фокусами семейства поверхностей второго порядка. Одно из них — вытянутые эллипсоиды вращения — определяется формулой

$$z^2 \eta^{-2} + (x^2 + y^2)(\eta^2 - 1)^{-1} = f^2; \quad \eta \geq 1, \quad (\text{П42})$$

а другое — семейство двуполостных гиперболоидов — задается соотношением

$$z^2 \xi^{-2} - (x^2 + y^2)(1 - \xi^2)^{-1} = f^2; \quad -1 \leq \xi \leq 1, \quad (\text{П43})$$

Пересечение этих поверхностей второго порядка с плоскостью $y = 0$ показано на рис. 118. Такие поверхности образуются при вра-

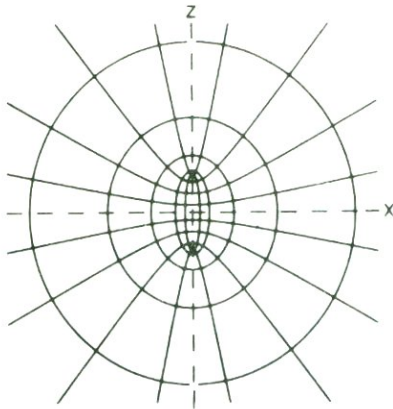


Рис. 118. Координатные поверхности переменных, которые используются для определения координат вытянутого сфероида. Поверхности 2-го порядка образуются вращением этой фигуры вокруг оси Z .

шении приведенной на рисунке фигуры вокруг оси Z . Уравнения (П42) и (П43) определяют функции η и ξ . Третья переменная, ϕ , определяется так же, как и в цилиндрических или сферических координатах:

$$\operatorname{tg} \phi = y/x, \quad (\text{П44})$$

Исключая $(x^2 + y^2)$ из формул (П42) и (П43), находим, что

$$z^2 = f^2 \eta^2 \xi^2. \quad (\text{П45})$$

Удобно, чтобы переменная z имела тот же знак, что и ξ , поэтому, извлекая из (П45) квадратный корень, записываем

$$z = f\eta\xi. \quad (\text{П46})$$

Исключая z из уравнений (П42) и (П43), можно получить

$$x^2 + y^2 = f^2(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2). \quad (\text{П47})$$

Тогда на основании (П44) и (П47) мы находим

$$\begin{aligned} x &= f(\eta^2 - 1)^{1/2}(1 - \xi^2)^{1/2} \cos \phi, \\ y &= f(\eta^2 - 1)^{1/2}(1 - \xi^2)^{1/2} \sin \phi. \end{aligned} \quad (\text{П48})$$

Если подставить в формулы (П47) и (П45) значение $\eta = 1$, то получим $x = y = 0$, $|z| \leq f$, т. е. отрезок прямой линии, соединяющий фокусы; он является предельным членом семейства эллипсоидов. Если $\eta \rightarrow \infty$, то

$$x^2 + y^2 + z^2 = f^2 \eta^2.$$

Это уравнение сферы большого радиуса — другого предельного члена семейства эллипсоидов. Подставляя аналогичным образом

значение $\xi = 1$ в формулы (П47) и (П45), мы получаем $x = y = 0$, $|z| \geq f$, т. е. ось Z без отрезка, соединяющего фокусы, что соответствует предельным членам семейства гиперboloидов. Кроме того, значение $\xi = 0$ соответствует точке $z = 0$, т. е. плоскости XY .

Чтобы найти масштабную функцию для η , определим

$$|\nabla \eta| = d\eta/dn = 1/h_1.$$

Используя (П37), записываем

$$|\nabla \eta|^2 = (d\eta/d\rho)^2 + (\rho^{-1} d\eta/d\phi)^2 + (d\eta/dz)^2.$$

Второй член в правой части этого выражения равен нулю, а остальные можно найти дифференцированием выражений (П42) и (П43), которое дает

$$|\nabla \eta|^2 = f^{-2}(\eta^2 - 1)(\eta^2 - \xi^2)^{-1},$$

откуда следует, что

$$h_1 = f(\eta^2 - \xi^2)^{1/2}(\eta^2 - 1)^{-1/2}.$$

Аналогичным образом мы выводим

$$h_2 = f(\eta^2 - \xi^2)^{1/2}(1 - \xi^2)^{-1/2}, \quad (\text{П49})$$

$$h_3 = (x^2 + y^2)^{1/2} = f(\eta^2 - 1)^{1/2}(1 - \xi^2)^{1/2}.$$

Формулы для производных в координатах вытянутого сфероида можно получить, подставляя (П49) в (П33—П36). В частности,

$$\begin{aligned} \nabla^2 V = & \frac{1}{f^2(\eta^2 - \xi^2)} \left[\frac{\partial}{\partial \eta} \left\{ (\eta^2 - 1) \frac{\partial V}{\partial \eta} \right\} + \frac{\partial}{\partial \xi} \left\{ (1 - \xi^2) \frac{\partial V}{\partial \xi} \right\} + \right. \\ & \left. + \frac{\eta^2 - \xi^2}{(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)} \frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right]. \end{aligned} \quad (\text{П50})$$

Координаты сплюснутого сфероида. Для определения координат сплюснутого сфероида используются переменные ζ , ξ , ϕ . Пусть точки $x = \pm f$ на оси X будут фокусами двух семейств поверхностей 2-го порядка. Одно из них состоит из сплюснутых эллипсоидов вращения:

$$z^2 \zeta^{-2} + (x^2 + y^2)(\zeta^2 + 1)^{-1} = f^2; \quad 0 \leq \zeta, \quad (\text{П51})$$

а другое — из однополостных гиперboloидов:

$$(x^2 + y^2)(1 - \xi^2)^{-1} - z^2 \xi^{-2} = f^2; \quad -1 \leq \xi \leq +1, \quad (\text{П52})$$

Пересечение поверхностей 2-го порядка плоскостью $y = 0$ показано на рис. 119. Эти поверхности образуются при вращении изображенной плоской фигуры вокруг оси Z . Уравнения (П51) и (П52)

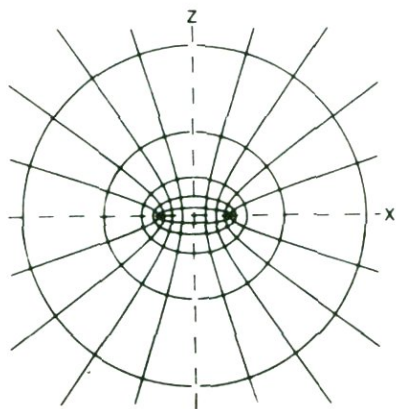


Рис. 119. Координатные поверхности переменных, которые используются для определения координат сплюснутого сфероида. Поверхности 2-го порядка образуются вращением этой фигуры вокруг оси Z .

определяют функции ζ и ξ . Третья переменная, как и выше, определяется согласно (П44). Исключая $(x^2 + y^2)$ из (П51) и (П52), мы получаем

$$z^2 = f^2 \zeta^2 \xi^2 \quad (\text{П53})$$

и снова выбираем знак z так, чтобы он совпадал со знаком ξ :

$$z = f \zeta \xi .$$

Исключение z из тех же уравнений дает

$$x^2 + y^2 = f^2 (\zeta^2 + 1)(1 - \xi^2) . \quad (\text{П54})$$

На основании этой формулы и (П44) выводим

$$\begin{aligned} x &= f(\zeta^2 + 1)^{1/2} (1 - \xi^2)^{1/2} \cos \phi , \\ y &= f(\zeta^2 + 1)^{1/2} (1 - \xi^2)^{1/2} \sin \phi . \end{aligned}$$

Значение $\zeta = 0$ соответствует множеству $x^2 + y^2 = f^2(1 - \xi^2)$, $z = 0$, которое с учетом неравенства в (П52) описывает диск, диаметр которого соединяет фокусы. При $\zeta \rightarrow \infty$ мы имеем $x^2 + y^2 + z^2 \rightarrow f^2 \zeta^2$, что соответствует сфере большого радиуса. Если мы устремим $f \rightarrow 0$ и $\zeta \rightarrow \infty$ так, чтобы их произведение оставалось конечным, то получим уравнение сферы конечного радиуса. При $\xi = 0$ снова $z = 0$ и $x^2 + y^2 = f^2(\zeta^2 + 1)$; это уравнение описывает плоскость XU с исключенным диском. Значение $\xi = +1$ соответствует положительной полуоси Z , а $\xi = -1$ — отрицательной.

Масштабные функции в данном случае находятся так же, как и для уравнений (П49):

$$\begin{aligned}h_1 &= 1/|\nabla\zeta| = f(\zeta^2 + \xi^2)^{1/2}(\zeta^2 + 1)^{-1/2}, \\h_2 &= 1/|\nabla\xi| = f(\zeta^2 + \xi^2)^{1/2}(1 - \xi^2)^{-1/2}, \\h_3 &= f(\zeta^2 + 1)^{1/2}(1 - \xi^2)^{1/2}.\end{aligned}$$

Производные в координатах сплюснутого сфероида можно вычислить, подставляя эти выражения в (П33)—(П36). В частности,

$$\begin{aligned}\nabla^2 V &= \frac{1}{f^2(\zeta^2 + \xi^2)} \left[\frac{\partial}{\partial\zeta} \left\{ (\zeta^2 + 1) \frac{\partial V}{\partial\zeta} \right\} + \frac{\partial}{\partial\xi} \left\{ (1 - \xi^2) \frac{\partial V}{\partial\xi} \right\} + \right. \\&\quad \left. + \frac{\zeta^2 + \xi^2}{(\zeta^2 + 1)(1 - \xi^2)} \frac{\partial^2 V}{\partial\phi^2} \right].\end{aligned}\tag{П55}$$

Приложение 3

СФЕРИЧЕСКАЯ ТРИГОНОМЕТРИЯ

Хотя прямолинейная тригонометрия входит в любой школьный курс математики, к сферической тригонометрии это часто не относится. Для студента, изучающего науки о Земле, незнание этого раздела тригонометрии может быть серьезным упущением.

Сферическая тригонометрия изучает точки, расположенные на поверхности сферы. Радиус сферы не имеет существенного значения, и его можно считать равным единице. Каждой точке сферы соответствует некоторое направление в трехмерном пространстве, поэтому сферическая тригонометрия представляет собой также математику направлений.

Плоскость пересекает сферу по окружности. Если плоскость проходит через центр сферы, то соответствующее сечение называют *сечением по большому кругу*; в остальных случаях его называют *сечением по малому кругу*. Большие окружности в сферической тригонометрии соответствуют прямым линиям в прямолинейной тригонометрии. Угловое расстояние между двумя точками, расположенными на окружности большого круга, измеряется углом с вершиной в центре сферы, который стягивается дугой, соединяющей эти точки.

Сферический треугольник. Сферический треугольник определяется тремя точками (вершинами) сферы, причем его сторонами являются дуги трех больших окружностей, соединяющие эти вершины, а угловые расстояния между вершинами не превышают π . Отметим, что две точки на сфере определяют большой круг, поскольку центр сферы также лежит в определяющей плоскости.

Углами треугольника называются углы между касательными к дугам больших кругов в его вершинах. Мы будем обозначать углы и вершины заглавными буквами A, B, C , а противоположные им стороны — строчными буквами a, b, c .

Полярный треугольник. Каждому большому кругу соответствуют два полюса — точки, угловое расстояние которых от окружности этого большого круга составляет $\pi/2$ (например, северный и южный полюсы, определяемые по отношению к экватору). Треу-

гольник, стороны которого являются дугами окружностей больших кругов, отстоящих на $\pi/2$ от вершин рассматриваемого сферического треугольника ABC , называется *полярным треугольником* $A'B'C'$ (A' — полюс стороны a и т. д.). Можно показать, что

$$A' = \pi - a,$$

$$a' = \pi - A \text{ и т. д.}$$

Таким образом, из любой формулы, доказанной для сферического треугольника, следует соответствующая формула для полярного треугольника.

Прямолинейный предел. Если стороны сферического треугольника становятся очень маленькими, то он приближается по форме к прямолинейному треугольнику. Следовательно, любой формуле сферической тригонометрии в пределе соответствует формула, справедливая для прямолинейных фигур. Эти предельные формулы можно получить, заменив $\sin s$ и $\cos s$ соответственно на s и $(1 - s^2/2)$, где s обозначает любую из сторон a, b, c .

Формула косинусов. Это, по-видимому, наиболее часто применяемая формула сферической тригонометрии. Ее можно использовать для нахождения третьей стороны по заданным двум сторонам и углу между ними или угла по известным трем сторонам.

Построим прямоугольную систему координат с началом в центре сферы так, чтобы ось OZ проходила через точку C (рис. 120). Пусть (x, y, z) и (x', y', z') — координаты радиус-векторов вершин A и B , а радиус сферы равен единице. Тогда угол между этими векторами будет мерой стороны c . Согласно формуле (П1),

$$\cos c = zz' + xx' + yy'. \quad (\text{П16})$$

Вершины A и B можно также определить в сферических координатах.

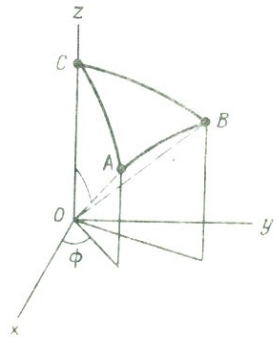


Рис. 120. Сферический треугольник ABC и система координат, которые используются для вывода формулы (П16).

тах θ , ϕ и θ' , ϕ' . Тогда, согласно формуле (П39), мы можем записать

$$\begin{aligned}x &= \sin \theta \cos \phi, & x' &= \sin \theta' \cos \phi', \\y &= \sin \theta \sin \phi, & y' &= \sin \theta' \sin \phi', \\z &= \cos \theta, & z' &= \cos \theta'.\end{aligned}$$

Таким образом,

$$\begin{aligned}\cos c &= \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' (\cos \phi \cos \phi' + \sin \phi \sin \phi') = \\&= \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos (\phi - \phi').\end{aligned}$$

В обозначениях сферического треугольника эта формула принимает вид

$$\cos c = \cos a \cos b + \sin a \sin b \cos C, \quad (\text{П57})$$

Она называется формулой косинусов. В прямолинейной тригонометрии ей соответствует обобщенная теорема Пифагора

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos C.$$

Рассматривая полярный треугольник, получаем формулу

$$\cos C = -\cos A \cos B + \sin A \sin B \cos c, \quad (\text{П58})$$

которую можно применять, если известны два угла и сторона или три угла. Прямолинейный предел формулы (П58) означает просто, что сумма углов прямолинейного треугольника равна π . Отметим, что для сферического треугольника это утверждение несправедливо.

Формула синусов. Эта формула имеет вид

$$\frac{\sin A}{\sin a} = \frac{\sin B}{\sin b} = \frac{\sin C}{\sin c}. \quad (\text{П59})$$

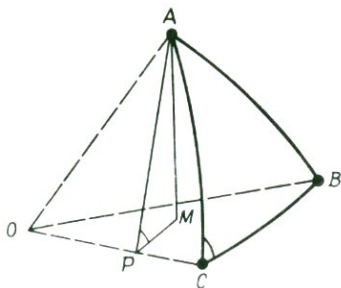


Рис. 121. Сферический треугольник и дополнительные построения, которые используются для вывода формулы (П59).

Для ее доказательства проведем из вершины A перпендикуляр на плоскость OBC (O — центр сферы). Пусть M — точка пересечения перпендикуляра с плоскостью (рис. 121). Опустим из нее перпендикуляр MP на отрезок OC . Тогда

$$AM = AP \sin(\angle APM) = AP \sin C = \sin b \sin C.$$

Если построить перпендикуляр из M к OB , то получим

$$AM = \sin c \sin B.$$

Отсюда следует второе из равенств (П59). Первое равенство можно доказать аналогично.

Приложение 4

УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА И СФЕРИЧЕСКИЕ ГАРМОНИКИ

Линейные дифференциальные уравнения второго порядка с частными производными играют важную роль в теоретической геофизике. Перечислим некоторые их свойства.

Рассмотрим линейный оператор L , представляющий собой линейную комбинацию частных производных зависимой переменной $V(x, y, \dots)$,

$$L(V) = \partial^2 V / \partial x^2 + a \partial^2 V / \partial y^2 + b \partial V / \partial x + c \partial V / \partial y + \dots + eV \quad (\text{П60})$$

Он называется линейным, поскольку все члены содержат функцию или ее производные лишь в первой степени. Второй порядок оператора связан с тем, что порядок высшей производной равен двум. Однородное линейное дифференциальное уравнение имеет форму

$$L(V) = 0, \quad (\text{П61})$$

а неоднородное записывается в виде

$$L(V) = f(x, y, \dots), \quad (\text{П62})$$

где правая часть является функцией независимых переменных или постоянна, но не содержит зависимой переменной V .

С помощью подстановки в (П60) нетрудно показать, что если V_1 и V_2 являются решениями уравнения (П61), то и $V_1 + V_2$ будет решением этого уравнения. Отсюда следует, что любая линейная комбинация решений

$$aV_1 + bV_2 + cV_3 + \dots \quad (\text{П63})$$

также является решением (П61).

Если функция U удовлетворяет уравнению (П62), а V_1, V_2, \dots — уравнению (П61), то сумма

$$U + V_1 + V_2 + \dots$$

является решением уравнения (П62).

В геофизике часто встречаются следующие уравнения этого типа.

1. Уравнение Лапласа

$$\nabla^2 V = \partial^2 V/\partial x^2 + \partial^2 V/\partial y^2 + \partial^2 V/\partial z^2 = 0. \quad (\text{П64})$$

2. Уравнение Гельмгольца, или уравнение диффузии

$$\nabla^2 V + (1/k) \partial V/\partial t = 0. \quad (\text{П65})$$

3. Волновое уравнение

$$\nabla^2 V + (1/c^2) \partial^2 V/\partial t^2 = 0. \quad (\text{П66})$$

4. Уравнение Пуассона

$$\nabla^2 V = f(x, y, z). \quad (\text{П67})$$

В этом приложении мы сконцентрируем свое внимание на уравнении Лапласа, хотя аналогичным образом можно было бы рассмотреть и другие уравнения.

Обычно мы ищем не общее решение этих уравнений, а такое, которое удовлетворяет определенным краевым условиям. Под этим подразумевается поиск семейства решений, комбинация членов которого, подобная (П63), удовлетворяет краевым условиям.

УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА В ДЕКАРТОВЫХ КООРДИНАТАХ. Метод решения уравнений (П64)—(П67) легче всего проиллюстрировать на примере решения уравнения

$$\partial^2 V/\partial x^2 + \partial^2 V/\partial y^2 + \partial^2 V/\partial z^2 = 0. \quad (\text{П68})$$

Сначала найдем одно решение. Мы предполагаем, что его можно выразить в виде произведения трех множителей

$$V_1(x, y, z) = X(x) \cdot Y(y) \cdot Z(z), \quad (\text{П69})$$

каждый из которых является функцией лишь одной независимой переменной. После подстановки (П69) в (П68) и деления на $X \cdot Y \times Z$ получим

$$-(1/X) d^2 X/dx^2 = (1/Y) d^2 Y/dy^2 + (1/Z) d^2 Z/dz^2.$$

Правая часть этого уравнения не зависит от x , а левая — от y и z . Следовательно, поскольку равенство должно быть справедливо для всех значений x, y, z , обе его части необходимо приравнять некоторой постоянной величине. Обозначая ее через p^2 , записываем два уравнения

$$-(1/Y) d^2 Y/dy^2 = (1/Z) d^2 Z/dz^2 - p^2, \quad (\text{П70})$$

$$d^2 X/dx^2 + Xp^2 = 0. \quad (\text{П71})$$

Последнее из них является обыкновенным дифференциальным уравнением, решение которого имеет вид

$$X = \exp(\pm ipx),$$

Те же рассуждения применимы и к уравнению (П70). Приравнявая его левую и правую части постоянной q^2 , мы получаем обыкновенные дифференциальные уравнения

$$\begin{aligned} d^2 Y/dy^2 + Yq^2 &= 0, \\ d^2 Z/dz^2 - Z(p^2 + q^2) &= 0, \end{aligned}$$

решения которых имеют вид

$$\begin{aligned} Y &= \exp(\pm i q y), \\ Z &= \exp(\pm r z), \quad r^2 = p^2 + q^2. \end{aligned}$$

Функции $\cos px$ и $\sin px$ являются линейными комбинациями решений уравнения (П71). Следовательно, окончательно решение уравнения (П68) можно записать в форме

$$(A \cos px + B \sin px)(A' \cos qy + B' \sin qy)(A'' e^{rz} + B'' e^{-rz}),$$

где $r^2 = p^2 + q^2$. Постоянные p и q могут принимать любые (действительные или комплексные) значения. Таким образом, с помощью этого метода мы построили много решений, комбинация которых в свою очередь может быть решением рассматриваемой задачи.

УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА В ЦИЛИНДРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ. Используя (П38), уравнение Лапласа можно представить в виде

$$\nabla^2 V = (1/\rho)(\partial/\partial\rho)(\rho \partial V/\partial\rho) + (1/\rho^2) \partial^2 V/\partial\phi^2 + \partial^2 V/\partial z^2 = 0, \quad (\text{П72})$$

Снова будем искать решение в форме

$$V(r, \phi, z) = R(\rho) \cdot F(\phi) \cdot Z(z).$$

С помощью метода, который мы применили к уравнению (П68), получаем три обыкновенных дифференциальных уравнения

$$\rho(d/d\rho)(\rho dR/d\rho) + R(\lambda^2 \rho^2 - m^2) = 0, \quad (\text{П73})$$

$$d^2 F/d\phi^2 + Fm^2 = 0, \quad (\text{П74})$$

$$d^2 Z/dz^2 - Z\lambda^2 = 0, \quad (\text{П75})$$

где λ^2 и m^2 — постоянные разделения, соответствующие p^2 и q^2 , введенным выше. Решения уравнения (П75) имеют вид

$$Z = \exp(+\lambda z),$$

а решениями уравнения (П74) являются

$$F = \frac{\cos}{\sin} m\phi.$$

Если в уравнении (П73) мы сделаем подстановку $v = \lambda\rho$, то получим

$$v(d/dv)(v dR/dv) + R(v^2 - m^2) = 0. \quad (\text{П76})$$

Это уравнение Бесселя, а его решения называются *функциями Бесселя*. Их можно получить, представив решение в форме ряда по степеням v и установив рекуррентное соотношение между последовательными коэффициентами четного или нечетного порядка. Функции Бесселя первого рода обычно обозначают как $J_m(v)$, причем

$$J_m(v) = \sum_{j=0}^{\infty} (-1)^j \frac{(v/2)^{m+2j}}{j!(m+j)!}.$$

Для того чтобы функция V была однозначной, необходимо, чтобы функция F была периодичной по ϕ с периодом 2π . Это означает, что m должно быть целым. Уравнение (П76) является обыкновенным дифференциальным уравнением второго порядка и, следовательно, имеет два независимых решения. Другим решением является функция Бесселя второго рода $Y_m(v)$. Таблицы этих функций можно найти, например, в [304]. Теперь мы можем записать решение уравнения (П72) в виде

$$[AJ_m(\lambda\rho) + BY_m(\lambda\rho)](A' \cos m\phi + B' \sin m\phi)(A''e^{\lambda z} + B''e^{-\lambda z}).$$

Уравнение Бесселя встречается на практике не только как решение уравнения Лапласа в цилиндрических координатах, но и в другом контексте, и в некоторых ситуациях постоянная m не обязательно должна быть целой. В этом случае функция $J_{-m}(v)$, являясь решением уравнения (П76), линейно независима от $J_m(v)$.

Полезно привести здесь некоторые свойства функций Бесселя:

$$\begin{aligned} J_m(0) &= 0, \text{ если } m > 0, \\ \lim_{v \rightarrow 0} J_m(v) &\rightarrow \infty, \text{ если } m < 0, \\ J_0(0) &= 1, \\ \lim_{v \rightarrow \infty} J_m(v) &= 0, \\ \lim_{v \rightarrow 0} Y_m(0) &\rightarrow \infty, \\ \lim_{v \rightarrow \infty} Y_m(v) &= 0. \end{aligned}$$

Функции Бесселя полуцелого порядка можно выразить через тригонометрические функции

$$\begin{aligned} J_{\frac{1}{2}}(v) &= (2/\pi v)^{\frac{1}{2}} \sin v, \\ J_{-\frac{1}{2}}(v) &= (2/\pi v)^{\frac{1}{2}} \cos v, \\ J_{\frac{3}{2}}(v) &= (2/\pi v)^{\frac{3}{2}} [(1/v) \sin v - \cos v], \\ J_{-\frac{3}{2}}(v) &= (2/\pi v)^{\frac{3}{2}} [-\sin v - (1/v) \cos v]. \end{aligned}$$

Функции более высокого порядка можно получить с помощью рекуррентного соотношения

$$J_{m+1}(v) = (2m/v)J_m(v) - J_{m-1}(v),$$

Производные функции Бесселя можно также представить в виде разности функций Бесселя соседних порядков

$$(d/dv)J_m(v) = J_{m-1}(v) - (m/v)J_m(v) = \frac{1}{2}[J_{m-1}(v) - J_{m+1}(v)]. \quad (\text{П77})$$

УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА В СФЕРИЧЕСКИХ КООРДИНАТАХ. Приравнявая (П40) нулю и умножая обе части на r^2 , получаем

$$(\partial/\partial r)(r^2 \partial V/\partial r) + (1/\sin \theta)(\partial/\partial \theta)(\sin \theta \partial V/\partial \theta) + (1/\sin^2 \theta)(\partial^2 V/\partial \phi^2) = 0.$$

Предположим, что

$$V(r, \theta, \phi) = R(r) \cdot S(\theta \cdot \phi).$$

Подставим это выражение в уравнение и разделим его на $R \cdot S$. В результате получим уравнение

$$(1/R)(d/dr)(r^2 dR/dr) = -(S \sin \theta)^{-1}(\partial/\partial \theta)(\sin \theta \partial S/\partial \theta) - (S \sin^2 \theta)^{-1} \partial^2 S/\partial \phi^2,$$

каждая часть которого является постоянной.

Обозначая ее через $n(n+1)$, мы записываем два уравнения:

$$(d/dr)(r^2 dR/dr) - Rn(n+1) = 0 \quad (\text{П78})$$

и

$$(1/\sin \theta)(\partial/\partial \theta)(\sin \theta \partial S/\partial \theta) + (1/\sin^2 \theta) \partial^2 S/\partial \phi^2 + Sn(n+1) = 0, \quad (\text{П79})$$

Первое из них имеет решения

$$R = r^n \quad \text{и} \quad R = r^{-n-1}.$$

Предположим теперь, что

$$S(\theta, \phi) = T(\theta) \cdot F(\phi), \quad (\text{П80})$$

После подстановки в (П79) и деления на $T \cdot F$ получим уравнение

$$(\sin \theta/T)(d/d\theta)(\sin \theta dT/d\theta) + \sin^2 \theta n(n+1) = -(1/F) d^2 F/d\phi^2,$$

каждую часть которого можно приравнять постоянной m^2 . В ре-

зультате мы будем иметь обыкновенные дифференциальные уравнения

$$dF/d\phi + Fm^2 = 0 \quad (\text{П81})$$

и

$$(d/d\theta)(\sin \theta dT/d\theta) + T[n(n+1) \sin \theta - (m^2/\sin \theta)] = 0, \quad (\text{П82})$$

Первое из них имеет решения

$$F = \frac{\cos}{\sin} m\phi.$$

Решение уравнения (П82) требует некоторого обсуждения.

Если $m = 0$, то оно переходит в уравнение Лежандра

$$(d/dz)[(1-z^2) dT/dz] + n(n+1)T = 0, \quad (\text{П83})$$

в котором мы заменили независимую переменную на $z = \cos \theta$. Представив решение в форме ряда по степеням z , мы найдем рекуррентное соотношение между коэффициентами нечетных или четных степеней и в результате получим выражение

$$T = P_n(z) = \sum_{j=0}^k (-1)^j \frac{(2n-2j)!}{2^n j! (n-j)! (n-2j)!} z^{n-2j},$$

где k — целое, равное $\frac{1}{2}n$ или $\frac{1}{2}(n-1)$. Функцию $P_n(z)$ называют *полиномом Лежандра*, или функцией Лежандра первого рода. Эти полиномы от z имеют порядок n и содержат лишь четные степени z (если n четно) или нечетные степени (если n нечетно). Выпишем несколько первых полиномов:

$$P_0(z) = 1, \quad (\text{П84})$$

$$P_1(z) = z, \quad (\text{П85})$$

$$P_2(z) = \frac{1}{2}(3z^2 - 1), \quad (\text{П86})$$

$$P_3(z) = \frac{1}{2}(5z^3 - 3z). \quad (\text{П87})$$

Решения уравнения (П82) называют присоединенными функциями Лежандра и обозначают как $P_n^m(\cos \theta)$. Уравнение (П82) можно вывести из уравнения (П83), продифференцировав последнее m раз. Следовательно, справедливо соотношение

$$P_n^m(\cos \theta) = N \sin^m \theta \frac{d^m}{d(\cos \theta)^m} P_n(\cos \theta), \quad (\text{П88})$$

где N — нормирующий множитель. Из (П63) следует, что функция (П88) является решением уравнения (П82) независимо от значения

N , которое можно выбрать из соображений удобства. При анализе геомагнитного поля желательно, чтобы среднее значение квадрата функции $P_n^m(\cos \theta)$ по поверхности сферы было одним и тем же для любых значений m . Квадрат функции Лежандра, усредненный по поверхности сферы, равен

$$(1/4\pi) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} [P_n(\cos \theta)]^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi = (2n+1)^{-1},$$

а среднеквадратичное значение S [уравнение (П80)] равно

$$(1/4\pi) \int_0^\pi \int_0^{2\pi} \left[NP_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m\phi}{\sin m\phi} \right]^2 \sin \theta \, d\theta \, d\phi = \frac{N^2}{2(2n+1)} \frac{(n+m)!}{(n-m)!}. \quad (\text{П89})$$

Поэтому Шмидт определил

$$N^2 = 2 \frac{(n-m)!}{(n+m)!}. \quad (\text{П90})$$

Такое соотношение называют нормировкой Шмидта и ее широко используют при анализе геомагнитных полей. В табл. 3 и 6 приведены коэффициенты, нормированные в соответствии с (П90).

Полиномы Лежандра можно рассматривать как значения $P_n^m(\cos \theta)$ при $m = 0$ (при этом, правда, надо считать, что N равно 1, а не 2^2). Первые несколько функций $P_n^m(\cos \theta)$ имеют вид:

	без нормировки	с нормировкой Шмидта
$P_1^1(\cos \theta)$	$\sin \theta$	$\sin \theta$
$P_2^1(\cos \theta)$	$3 \sin \theta \cos \theta$	$3 \sin \theta \cos \theta$
$P_2^2(\cos \theta)$	$3 \sin^2 \theta$	$(3/4)^{1/2} \sin^2 \theta$

В учебниках приведены различные рекуррентные формулы для присоединенных функций Лежандра (например, [128, гл. 17]). Наиболее полезна из них формула

$$(2n+1) \cos \theta P_n^m(\cos \theta) = [(n+1)^2 - m^2]^{1/2} P_{n+1}^m(\cos \theta) + (n^2 - m^2)^{1/2} P_{n-1}^m(\cos \theta),$$

которая связывает функции одного и того же порядка, но следующих друг за другом степеней, а также формула

$$(2n+1) \sin \theta \frac{d}{d\theta} P_n^m(\cos \theta) = n[(n+1)^2 - m^2]^{1/2} P_{n+1}^{m-1}(\cos \theta) - (n+1)(n^2 - m^2)^{1/2} P_{n-1}^{m-1}(\cos \theta), \quad (\text{П91})$$

которая связывает те же функции с производной $P_n^m(\cos \theta)$.

Второе решение уравнения (П82), которое записывается как $Q_n^m(\cos \theta)$, имеет сингулярность в точке $\theta = 0$. Поэтому его следует исключить из решений уравнения Лапласа, конечных на сфере. Таким образом, они имеют вид

$$V = (Ar^n + Br^{-n-1})(A' \cos m\phi + B' \sin m\phi)P_n^m(\cos \theta). \quad (\text{П92})$$

Из выражения (П88) ясно, что $m \leq n$. Кроме того, чтобы гарантировать однозначность V на сфере, необходимо, чтобы n и m были натуральными числами или равными нулю.

Два последних множителя в правой части выражения (П92) можно перемножить. Тогда для всех допустимых значений n мы получим

$$S_n(\theta, \phi) = a_0 P_n(\cos \theta) + \sum_{m=1}^n (a_m \cos m\phi + b_m \sin m\phi) P_n^m(\cos \theta). \quad (\text{П93})$$

Эту функцию называют *поверхностной сферической гармоникой*. Поскольку она является линейной комбинацией решений уравнений (П81) и (П82), она также удовлетворяет (П79).

Удобно ввести оператор

$$D^2 = (1/\sin \theta)(\partial/\partial \theta)(\sin \theta \partial/\partial \theta) + (1/\sin^2 \theta) \partial^2/\partial \phi^2, \quad (\text{П94})$$

который, согласно (П79), обладает свойством

$$D^2 S_n = -n(n+1) S_n, \quad (\text{П95})$$

УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА В СФЕРОИДАЛЬНЫХ КООРДИНАТАХ. Сначала нам необходимо обобщить некоторые функции, введенные выше. Если значение z не приравнять к $\cos \theta$, то с помощью (П84)—(П87) можно определить функции Лежандра для любого значения аргумента, а не только для $z \leq 1$. Присоединенные функции Лежандра вводятся по формуле

$$P_n^m(z) = |1 - z^2|^{m/2} (d^m/dz^m) P_n(z),$$

Например,

$$\begin{aligned} P_1(z) &= z, \\ P_1^1(z) &= |1 - z^2|^{1/2} \end{aligned} \quad (\text{П96})$$

Их можно также определить для мнимых значений аргумента

$$\begin{aligned} P_1(iz) &= iz, \\ P_1^1(iz) &= i(1 + z^2)^{1/2} \end{aligned}$$

Второе решение уравнения (П83) представляет собой функцию Лежандра второго рода, которую можно представить в виде

$$Q_n(z) = 2^n \sum_{j=0}^{\infty} \frac{(n+j)! (n+2j)!}{j! (2n+2j+1)!} z^{-n-2j-1}. \quad (\text{П97})$$

Присоединенные функции Лежандра второго рода определяются формулой

$$Q_n^m(z) = |1-z^2|^{1/2} (d^m/dz^m) Q_n(z),$$

Полагая в формуле (П97) $n = 1$ и сравнивая ее с разложением логарифма по степеням, мы находим, что

$$Q_1(z) = (z/2) \lg \frac{z+1}{|z-1|} - 1 \quad (\text{П98})$$

и

$$Q_1^1(z) = |z^2-1|^{1/2} \left[\frac{1}{2} \lg \frac{z+1}{|z-1|} - \frac{z}{z^2-1} \right].$$

При $z > 1$ эти формулы можно записать в форме

$$\begin{aligned} Q_1(z) &= z \operatorname{arcch} z - 1, \\ Q_1^1(z) &= (z^2-1)^{1/2} \left[\operatorname{arcch} z - \frac{z}{z^2-1} \right]. \end{aligned} \quad (\text{П99})$$

Если в формулах (П98) мы заменим z на iz , то они примут вид

$$Q_1(iz) = z \operatorname{arctg} z - 1$$

и

$$Q_1^1(iz) = (1+z^2)^{1/2} [\operatorname{arctg} z - z(1+z^2)^{-1}], \quad (\text{П100})$$

Производные этих функций равны

$$\begin{aligned} (d/dz)P_1(z) &= 1, \\ (d/dz)P_1^1(z) &= \pm z(|z^2-1|)^{-1/2}, \\ (d/dz)Q_1(z) &= \frac{1}{2} \lg \frac{z+1}{|z-1|} - \frac{z}{z^2-1}, \\ (d/dz)Q_1^1(z) &= \frac{1}{|z^2-1|^{1/2}} \left[\pm (z/2) \lg \frac{z+1}{|z-1|} - \frac{z^2-2}{|z^2-1|} \right], \end{aligned}$$

Верхний знак соответствует значениям $z > 1$.

Могут оказаться полезными некоторые асимптотические формулы:

$$\lim_{z \rightarrow 1} Q_1(z) \rightarrow \infty ,$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} Q_1(z) = (1/3)z^{-2} \rightarrow 0 ,$$

$$\lim_{z \rightarrow 1} Q_1^1(z) \rightarrow \infty , \quad (\text{П101})$$

$$\lim_{z \rightarrow \infty} Q_1^1(z) = (-2/3)z^{-2} \rightarrow 0 , \quad (\text{П102})$$

Рассмотрим теперь уравнение Лапласа в координатах вытянутого сфероида. Из (П50) следует, что

$$\begin{aligned} (\partial/\partial\eta)[(\eta^2 - 1) \partial V/\partial\eta] + (\partial/\partial\xi)[(1 - \xi^2) \partial V/\partial\xi] + \\ + (\eta^2 - \xi^2)(\eta^2 - 1)^{-1}(1 - \xi^2)^{-1} \partial^2 V/\partial\phi^2 = 0 \end{aligned} \quad (\text{П103})$$

Это уравнение можно решить тем же методом, который использовался в случаях цилиндрических и сферических координат. Предположим, что

$$V(\eta, \xi, \phi) = Y(\eta) \cdot X(\xi) \cdot F(\phi) .$$

Если мы умножим (П103) на $(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)$ и разделим на $Y \times X \cdot F \cdot (\eta^2 - \xi^2)$, то получим

$$\begin{aligned} \frac{(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)}{Y(\eta^2 - \xi^2)} \frac{d}{d\eta} [(\eta^2 - 1) dY/d\eta] + \frac{(\eta^2 - 1)(1 - \xi^2)}{X(\eta^2 - \xi^2)} \frac{d}{d\xi} [(1 - \xi^2) dX/d\xi] = \\ = -(1/F) d^2 F/d\phi^2 = m^2 \text{ (постоянная),} \end{aligned} \quad (\text{П104})$$

откуда следует, что

$$F(\phi) = \frac{\cos}{\sin} m\phi$$

и

$$\begin{aligned} (1/Y)(d/d\eta)[(\eta^2 - 1) dY/d\eta] - m^2(\eta^2 - 1)^{-1} = \\ = -(1/X)(d/d\xi)[(1 - \xi^2) dX/d\xi] + m^2(1 - \xi^2)^{-1} . \end{aligned}$$

Приравнивая обе части этого уравнения постоянной $n(n + 1)$, можно записать

$$(d/d\eta)[(\eta^2 - 1) dY/d\eta] - Y[n(n + 1) + m^2(\eta^2 - 1)^{-1}] = 0 , \quad (\text{П105})$$

$$(d/d\xi)[(1 - \xi^2) dX/d\xi] + X[n(n + 1) - m^2(1 - \xi^2)^{-1}] = 0 , \quad (\text{П106})$$

Если мы положим $\xi = \cos\theta$, то уравнение (П106) перейдет в (П82), а уравнение (П105) будет отличаться от него лишь знаком обоих

членов. Следовательно, решения имеют вид

$$\begin{aligned} X(\xi) &= P_n^m(\xi) \text{ или } Q_n^m(\xi), \\ Y(\eta) &= P_n^m(\eta) \text{ или } Q_n^m(\eta), \end{aligned}$$

Таким образом, решение уравнения Лапласа в координатах вытянутого сфероида можно представить в форме

$$V = [AP_n^m(\eta) + BQ_n^m(\eta)][A'P_n^m(\xi) + B'Q_n^m(\xi)](A'' \cos m\phi + B'' \sin m\phi), \quad (\text{П107})$$

Уравнение Лапласа в координатах сплюснутого сфероида определяется формулой (П155). Применяя тот же метод, что и выше, записываем

$$V(\zeta, \xi, \phi) = Z(\zeta) \cdot X(\xi) \cdot F(\phi),$$

Обыкновенные дифференциальные уравнения относительно X и F в точности совпадают с (П106) и (П104), а для Z получаем

$$(d/d\zeta)[(1 + \zeta^2) dZ/d\zeta] - Z[n(n+1) - m^2(1 - \zeta^2)^{-1}] = 0$$

Подстановка

$$\chi = i\zeta$$

приводит к уравнению (П106), так что

$$Z(\zeta) = P_n^m(\chi) = P_n^m(i\zeta)$$

или

$$Z(\zeta) = Q_n^m(\chi) = Q_n^m(i\zeta)$$

и решение уравнения Лапласа в координатах сплюснутого сфероида принимает вид

$$V = [AP_n^m(i\zeta) + BQ_n^m(i\zeta)][A'P_n^m(\xi) + B'Q_n^m(\xi)] \times \\ \times [A'' \cos m\phi + B'' \sin m\phi], \quad (\text{П108})$$

Представление данных с помощью ортогональных функций. Говорят, что функции $F_k(x)$ ортогональны на интервале от a до b , если

$$\int_a^b F_k(x) \cdot F_j^*(x) dx = 0 \text{ при } k \neq j, \\ \neq 0 \text{ при } k = j, \quad (\text{П109})$$

где «звездочкой» обозначена комплексно – сопряженная величина.

Предположим, что функция $Y(x)$ представляет данные в диапазоне от a до b и мы хотим выразить ее с помощью ортогональных функций по формуле

$$Y(x) = \sum_k c_k F_k(x), \quad (\text{П110})$$

Если мы умножим обе части (П110) на F_j^* и проинтегрируем, то получим

$$\int_a^b F_j^*(x) \cdot Y(x) dx = \sum_{k \neq j} c_k \int_a^b F_k(x) F_j^*(x) dx + c_j \int_a^b |F_j(x)|^2 dx.$$

Но, в силу свойства ортогональности (П109), сумма ряда в правой части этой формулы равна нулю. Следовательно,

$$c_j = \left[\int_a^b |F_j(x)|^2 dx \right]^{-1} \int_a^b F_j^*(x) Y(x) dx. \quad (\text{П111})$$

Аналогичным образом можно найти все коэффициенты в (П110).

Известным примером такого представления на интервале от 0 до X является ряд Фурье. В этом случае $F_k(x)$ — это семейство функций: $1, \cos(2\pi x/X), \sin(2\pi x/X), \cos[2(2\pi x/X)], \sin[2(2\pi x/X)], \dots$ Записывая (П110) в форме

$$Y(x) = a_0 + \sum_{k=1} a_k \cos k(2\pi x/X) + b_k \sin k(2\pi x/X), \quad (\text{П112})$$

мы находим, что

$$a_k = (2/X) \int_0^X Y(x) \cos k(2\pi x/X) dx, \quad k \neq 0,$$

$$b_k = (2/X) \int_0^X Y(x) \sin k(2\pi x/X) dx,$$

$$a_0 = (1/X) \int_0^X Y(x) dx,$$

Эти коэффициенты иногда объединяют следующим образом:

$$\begin{aligned} A_k^2 &= a_k^2 + b_k^2, \\ \operatorname{tg} \alpha_k &= b_k/a_k. \end{aligned} \quad (\text{П113})$$

Уравнение (П112) в таких обозначениях принимает вид

$$\begin{aligned} Y(x) &= \sum_k A_k \cos(2\pi kx/X - \alpha_k) = \sum_k A_k \operatorname{Re} \{ e^{i(2\pi kx/X - \alpha_k)} \} \\ &= \sum_k \operatorname{Re} \{ A_k e^{-i\alpha_k} e^{i2\pi kx/X} \} \end{aligned} \quad (\text{П114})$$

и

$$\begin{aligned} A_k e^{-i\alpha_k} &= a_k - ib_k = (2/X) \int_0^X Y(x) (\cos 2\pi kx/X - i \sin 2\pi kx/X) dx = \\ &= (2/X) \int_0^X Y(x) e^{i2\pi kx/X} dx. \end{aligned}$$

Эти формулы являются основой преобразования Фурье, которое обсуждается в приложении 5.

Одно из наиболее полезных свойств решений уравнения Лапласа, полученных выше, состоит в том, что на интересующих нас интервалах некоторые функции образуют семейства ортогональных функций. Присоединенные функции Лежандра имеют свойство

$$\int_0^\pi \int_0^{2\pi} P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m\phi}{\sin \theta} P_l^k(\cos \theta) \frac{\cos k\phi}{\sin \theta} \sin \theta \, d\theta \, d\phi = 0,$$

если $j = n$ и $k = m$ (при этом тригонометрические функции в двух сомножителях различны). Из этой формулы и (П89) следует, что если областью интегрирования является поверхность сферы, то сферические гармоники $S_n(\theta, \phi)$ образуют на ней семейство ортогональных функций. Таким образом, любую функцию (если удовлетворены некоторые условия непрерывности), определенную на поверхности сферы, можно представить на ней в виде суммы ряда по сферическим гармоникам:

$$Y(\theta, \phi) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n P_n^m(\cos \theta) (a_n^m \cos m\phi + b_n^m \sin m\phi), \quad (\text{П115})$$

где коэффициенты a_n^m , b_n^m определяются по формуле (П111). В выражении (П115) присоединенная функция Лежандра нулевого порядка ($m = 0$) является полиномом Лежандра.

Функции Бесселя имеют аналогичные свойства ортогональности, но они в этой книге не используются.

Приложение 5

ЛИНЕЙНЫЕ ФИЛЬТРЫ И ТЕОРЕМА ВЕРОЯТНОСТИ

Линейные фильтры широко используются в геофизике. Их теория основана на преобразовании Фурье, поэтому мы начнем с краткого обсуждения этого вопроса.

ПРЕОБРАЗОВАНИЯ ФУРЬЕ. Предположим, что мы знаем зависимость переменной z от одной или нескольких переменных t . Эту информацию часто можно представить с помощью некоторой другой функции \bar{z} от другой переменной f . Зная одну зависимую переменную, вторую можно определить по формуле

$$\bar{z}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} z(t)e^{-i2\pi ft} dt,$$

Множитель $e^{-i2\pi ft}$ называют *ядром*. Существуют различные множества интегральных преобразований, каждое из которых имеет свое ядро. Функцию $\bar{z}(f)$ называют *преобразованием Фурье* функции $z(t)$. Независимые переменные t и f должны иметь взаимно обратные размерности. В качестве примеров можно привести время и частоту или длину волны и волновое число.

Существует также обратное преобразование

$$z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{z}(f)e^{i2\pi ft} df.$$

Эти интегральные преобразования можно получить из (П114), если допустить, что ряд коэффициентов переходит в непрерывную функцию (при этом индекс k заменяется переменной f), а суммирование — в интегрирование. Основой таких преобразований является свойство ортогональности тригонометрических функций. При этом $\bar{z}(f)$ часто называют *спектром* $z(t)$.

В общем случае преобразования Фурье являются комплексными. Действительной функции соответствует *эрмитово* преобразование Фурье (т. е. его действительная часть четна, а мнимая нечетна). Если действительная функция четна, то мнимая часть ее преобразования Фурье равна нулю.

СВЕРТКА. *Свертку* двух функций y и z от одной и той же переменной определяют формулой

$$y(t) * z(t) = \int_{-\infty}^{\infty} y(t-\tau)z(\tau) d\tau = \int_{-\infty}^{\infty} z(t-\tau)y(\tau) d\tau.$$

Существует интересная связь между свертками и произведениями. Рассмотрим произведение двух спектров

$$\begin{aligned} \bar{y}(f) \cdot \bar{z}(f) &= \int_{-\infty}^{\infty} y(\theta) e^{-i2\pi f\theta} d\theta \int_{-\infty}^{\infty} z(\tau) e^{-i2\pi f\tau} d\tau = \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} y(\theta) z(\tau) e^{-i2\pi f(\theta+\tau)} d\tau d\theta = \\ &= \iint_{-\infty}^{\infty} y(t-\tau) z(\tau) d\tau e^{-i2\pi ft} dt = \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} y(t) * z(t) e^{-i2\pi ft} dt, \text{ где } t = \theta + \tau. \end{aligned}$$

Таким образом, преобразование Фурье свертки двух функций равно произведению их преобразований Фурье.

ФУНКЦИИ ХЕВИСАЙДА И ДИРАКА. Функция Хевисайда определяется формулой

$$\begin{aligned} H(t) &= 0, \text{ если } t < 0, \\ &= 1, \text{ если } t \geq 0. \end{aligned}$$

Предположим, что мы хотим продифференцировать эту функцию. Ее производной по определению является функция Дирака

$$\delta(t) = dH(t)/dt.$$

Ясно, что

$$\delta(t) = 0, \text{ если } t < 0, \quad \text{и} \quad \delta(t) = 0, \text{ если } t > 0 \quad (\text{П116})$$

Но

$$\int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \delta(t) dt = H(+\epsilon) - H(-\epsilon) = 1, \quad (\text{П117})$$

где $\epsilon > 0$, хотя оно может быть очень близко к нулю. В окрестности нуля должна быть область, в которой $\delta(t)$ становится неограниченно большой. Вместо того чтобы пытаться приписать $\delta(0)$ некоторое значение, мы просто определяем $\delta(t)$ формулами (П116) и (П117). Такие функции называют *обобщенными*.

Точно так же мы можем определить функцию $\delta(x, y)$, которая

равна нулю, если x и y не равны нулю. Но

$$\iint \delta(x, y) dx dy = 1,$$

если область интегрирования включает точку $x = y = 0$.

Преобразование Фурье функции $\delta(t)$ задается формулой

$$\bar{\delta}(f) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta(t) e^{-i2\pi ft} dt = \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \delta(t) dt = 1,$$

где ϵ берется настолько малым, что на интервале $-\epsilon < t < +\epsilon$ коэффициент $e^{-i2\pi ft}$ можно считать равным единице.

Свертка некоторой функции $z(t)$ с $\delta(t)$ равна

$$\delta(t) * z(t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \delta(\tau) z(t - \tau) d\tau = z(t) \int_{-\epsilon}^{+\epsilon} \delta(\tau) d\tau = z(t).$$

Таким образом, по отношению к свертке функция Дирака является единичной функцией. Этого следовало ожидать, поскольку ее преобразование Фурье является единицей по отношению к произведению функций.

Линейные фильтры. Мы считаем фильтром любой процесс, физический или численный, в котором определенному измеримому входу соответствует определенный измеримый выход. Мы не рассматриваем внутренний «механизм» фильтра. Все, что нас интересует — это его вход и выход. Они могут быть функциями времени или пространственных координат.

Если входом является функция $x(t)$, то выход мы будем обозначать с помощью $X(t)$, и аналогично если на входе задана функция $y(t)$, то на выходе будет $Y(t)$. В случае когда входу $x + y$ соответствует выход $X + Y$, говорят, что фильтр *линейный*.

Выход линейного фильтра, на входе которого задана функция Дирака, называется *импульсным откликом*. (Если ударить молотом по тяжелому маятнику, то ускорение, которое он приобретает, будет хорошим приближением к функции Дирака, а его скорость — к функции Хевисайда.) Пусть теперь $x(t)$ — вход линейного фильтра, а $g(t)$ — его импульсный отклик. Попытаемся найти выход в момент времени t_1 . Определим функцию $\xi(t)$ формулой

$$\xi(t) = x(t), \text{ если } \tau < t < \tau + d\tau,$$

$$\xi(t) = 0, \text{ в остальных случаях (рис. 122).}$$

Если приращение $d\tau$ достаточно мало, то $\xi(t)$ можно аппроксимировать по формуле

$$\xi(t) = \delta(t - \tau) x(\tau) d\tau.$$

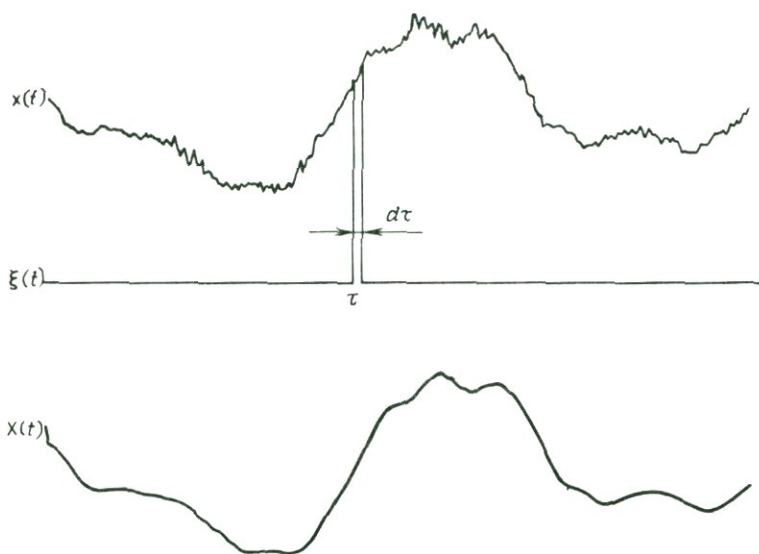


Рис. 122. Вход $x(t)$ и выход $X(t)$ линейного фильтра. Функцию $x(t)$ можно синтезировать из нескольких функций типа $\xi(t)$, которая равна нулю всюду, за исключением интервала $\tau \leq t \leq \tau + d\tau$.

Следовательно, входу $\xi(t)$ соответствует на выходе $g(t - \tau)x(\tau)d\tau$.

Вход $x(t)$ можно рассматривать как сумму большого числа функций вида $\xi(t)$ с разными значениями τ . Выход в момент времени t_1 , обусловленный суммой таких функций, равен

$$X(t_1) = \int g(t_1 - \tau)x(\tau) d\tau. \quad (\text{П118})$$

Если этот фильтр соответствует некоторому физическому процессу, то пределами интегрирования должны быть $-\infty$ и t_1 , поскольку значения на входе при $t > t_1$, не могут влиять на выход при $t = t_1$. По той же причине $g(t) = 0$ при $t < 0$. Следовательно, подынтегральное выражение в (П118) равно нулю при $\tau > t_1$, и в качестве пределов интегрирования можно взять $-\infty, +\infty$. Таким образом,

$$X(t) = x(t) * g(t) \quad (\text{П119})$$

и выход линейного фильтра представляет собой свертку входа с импульсным откликом.

Если мы применим к (П119) преобразование Фурье, то получим

$$\bar{X}(f) = \bar{x}(f) \cdot \bar{g}(f), \quad (\text{П120})$$

где $\bar{g}(f)$ — преобразование Фурье функции $g(t)$, которое называют *передаточной функцией* фильтра. Спектр выхода можно получить, умножая спектр входа на передаточную функцию.

Узкополосный фильтр, пропускающий лишь частоты, близкие к f_1 , имеет импульсный отклик в виде синусоиды с частотой f_1 , и передаточную функцию типа $\delta(f - f_1)$. Широкополосный фильтр, который пропускает все частоты в равной степени, имеет импульсный отклик вида $\delta(t)$ и передаточную функцию, близкую к постоянной величине.

Вероятность события. Предположим, что плотность вероятности появления некоторого события постоянна и равна p , т. е. вероятность того, что оно произойдет в течение короткого интервала времени dt равна $p dt$. Мы хотим найти вероятность того, что очередное событие произойдет через промежуток времени T , отсчитываемый от некоторого начального момента. Этот момент может (но не обязан) совпадать с временем последнего появления события.

Представим себе, что конечный интервал времени разделен на большое число коротких интервалов dt . Вероятность того, что событие не произойдет в течение первого из них, равна $(1 - p dt)$. Вероятность того, что оно не произойдет ни в первом, ни во втором промежутках времени, составляет $(1 - p dt)^2$. Таким образом, вероятность того, что событие не произойдет в течение первых n малых интервалов, а случится в $(n + 1)$ -м, равна

$$P dt = (1 - p dt)^n p dt$$

Предположим, что $T = n dt$. Пусть n стремится к бесконечности, а dt становится бесконечно малым, так что интервал T остается фиксированным и конечным. Тогда величина

$$P dt = \lim_{n \rightarrow \infty} (1 - pT/n)^n p dt = e^{-pT} p dt \quad (\text{П121})$$

представляет собой вероятность появления события в течение интервала времени dt , если оно не произошло за предшествующий промежуток времени T .

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ables J.G.* Maximum entropy spectral analysis. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **15**, 383—393, 1974.
2. *Acheson D.J. and R. Hide.* Hydromagnetics of rotating fluids. *Rep. Prog. in Phys.*, **35**, 159—221, 1973.
3. *Adam A.* Geoelectric and geothermal studies. *Akademiai Kiado, Budapest*, 1976.
4. *Ade-Hall J.M.* A correlation between remanent magnetism and petrology and chemical properties of Tertiary basalt lavas from Mull. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **8**, 403—423, 1964.
5. *Ade-Hall J.M., F. Aumento, P.J.C. Ryall and R.E. Gerstein.* The mid-Atlantic ridge near 45 °N. *Can. J. Earth Sci.*, **10**, 679, 1978.
6. *Ade-Hall J.M. and N.D. Watkins.* Absence of correlation between opaque petrology and natural remanence polarity in Canary Is. lavas. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **19**, 351—360, 1970.
7. *Affleck J.* Discussion of Baranov's paper "A new method of interpreting aeromagnetic maps". *Geophys.*, **22**, 382—383, 1957.
8. *Akasofu S.-I.* Polar and magnetic substorms. Springer Verlag N.Y., 1968.
9. *Akasofu S.-I.* Aurora borealis — the amazing northern lights. *Alaska Geogr. Q.* 6, No. 2, 1979.
10. *Akasofu S.-I. and S. Chapman.* Geomagnetic storms and aurora. In *Physics of geomagnetic phenomena*, Eds. S. Matushita and W.H. Campbell, Academic Press N.Y., 1967.
11. *Akimoto S.I. and H. Fujisawa.* Demonstration of the electrical conductivity jump produced by the olivine—spinel transition. *Jour. Geophys. Res.*, **70**, 443—449, 1965.
12. *Alabi A.O., P.A. Camfield and D.I. Gough.* The North American central plains conductivity anomaly. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **43**, 815—833, 1975.
13. *Alder B.J.* Is the mantle soluble in the core? *J. Geophys. Res.*, **71**, 4973—4979, 1966.
14. *Alfven H.* Discussion of the origin of the terrestrial and solar magnetic fields. *Tellus*, **2**, 74—82, 1950.
15. *Alfven H.* Some properties of magnetospheric neutral surfaces. *J. Geophys. Res.*, **73**, 4379—4381, 1968.
16. *Alfven H.* Electric currents in cosmic plasmas. *Rev. Geophys. Space Phys.* **15**, 271—284, 1977.
17. *Allredge L.R.* Effects of solar activity on annual means of geomagnetic components. *J. Geophys. Res.*, **81**, 2990—2996, 1976.
18. *Allredge L.R.* Geomagnetic variations with periods 13—30 years. *J. Geomag. Geoelect.*, **29**, 123—136, 1977.
19. *Allredge L.R.* Deep mantle conductivity. *J. Geophys. Res.*, **82**, 5427—5431, 1977.
20. *Allredge L.R. and L. Hurwitz.* Radial dipoles as the sources of the Earth's main magnetic field. *J. Geophys. Res.*, **69**, 2631—2640, 1964.

21. *Allen W.H.* Bird migration and magnetic meridians. *Science*, **108**, 708, 1948.
22. *Anderson C.W., L.J. Lanzerotti and C.G. MacLennan.* Local time variation of induction vectors as indicators of internal and external current systems. *Geophys. Res. Lett.*, **3**, 495—498, 1976.
23. *Anderson D.I.* Latest information from seismic observations. The Earth's mantle. Ed. T.E. Gaskell, Academic Press, London, 1967.
24. *Anderssen R.S.* On the inversion of global electromagnetic induction data. *Phys. Earth Planet. Int.*, **10**, 292—298, 1975.
25. *Annexstad J.O. and C.R. Wilson.* Characteristics of Pg micropulsations at conjugate points. *J. Geophys. Res.*, **73**, 1805—1818, 1968.
26. *Appleton E.V. and M.A.F. Barnett.* On some direct evidence for downward atmospheric reflection of electric rays. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A109**, 621—641, 1925.
27. *Arnoldy R.L.* Auroral particle precipitation and Birkeland currents. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, 217—231, 1974.
28. *Ashour A.A.* Electromagnetic induction in thin finite sheets having conductivity decreasing to zero at the edge. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **22**, 417—443 and 25, 447—467, 1971.
29. *Axford W.I. and C.O. Hines.* A unifying theory of high latitude geophysical phenomena and geomagnetic storms. *Canad. J. Phys.*, **39**, 1433—64, 1961.
30. *Babour K.J., J. Mosnier, M. Daignieres, G. Vasseur, J.L. LeMouel and J.C. Rossignol.* A geomagnetic variation anomaly in the north Pyrenees. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **45**, 583—600, 1976.
31. *Backus G.E.* A class of self sustaining dissipative spherical dynamos. *Ann. Phys.*, **4**, 372—447.
32. *Backus G.E. and F. Gilbert.* Numerical applications of a formalism for geophysical inverse problems. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **13**, 247—276, 1967.
33. *Bailey R.C.* Investigation of the geomagnetic induction problem. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A315**, 185—194, 1970.
34. *Bailey R.C.* Global geomagnetic sounding. *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 234—244, 1973.
35. *Bailey R.C.* Electromagnetic induction over the edge of a perfectly conducting ocean: H. polarisation case. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **48**, 385—392, 1977.
36. *Balsley J.R. and A.F. Buddington.* Iron—titanium oxide minerals, rocks and aeromagnetic anomalies of the Adirondack area. *New York. Econ. Geol.*, **53**, 777—805, 1958.
37. *Banks R.J.* Geomagnetic variations and the electrical conductivity of the upper mantle. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **17**, 457—487, 1969.
38. *Banks R.J.* The overall conductivity distribution of the Earth. *J. Geomag. Geoelect.*, **24**, 337—351; 1972.
39. *Banks R.J. and P. Ottey.* Geomagnetic deep sounding in and around the Kenya Rift Valley. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **36**, 321—335, 1974.
40. *Баранов В.* A new method for interpretation of aeromagnetic maps. *Geophys.*, **22**, 359—382, 1957.
41. *Barbetti M. and M.W. McElhinny.* Evidence of a geomagnetic excursion 30000 years B.P. *Nature*, **239**, 327—330, 1972.
42. *Barbier D.* L'activité aurorale aux basses latitudes. *Ann. Geophys.*, **14**, 334—355, 1958.
43. *Barker F.S., D.R. Barraclough and S.R.C. Malin.* World magnetic charts for 1980 — spherical harmonic models of the geomagnetic field and its secular variation. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **65**, 525—533, 1981.

44. *Barker J. R.* New coil system for the production of uniform magnetic fields. *J. Sci. Inst.*, **26**, 273—275, 1949.
45. *Barnothy J. M.* Introductory chapter. In: *Biological effects of magnetic fields*. Ed. M. F. Barnothy, Plenum Press, N. Y., 1964.
46. *Barnothy J. M.* Mechanism for the navigation of migrating birds. In: *Biological effects of magnetic fields*. Ed. M. F. Barnothy, Plenum Press, N. Y., 1964.
47. *Barraclough D. R.*, *J. M. Hardwood*, *B. R. Leaton* and *S. R. C. Malin*. A model of the geomagnetic field at epoch 1975. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **43**, 645—659, 1975.
48. *Barrett D. L.* and *C. E. Keen*. Mesozoic magnetic lineations, the magnetic quiet zone and seafloor spreading in the NW Atlantic. *J. Geophys. Res.*, **81**, 4875—4884, 1976.
49. *Bartels J.* Terrestrial magnetic activity and its relation to solar phenomena. *Terr. Mag.*, **37**, 1—52, 1932.
50. *Bartels J.* Random fluctuations, persistence and quasi-persistence in geophysical and cosmical periodicities. *Terr. Mag.*, **40**, 1—60, 1935.
51. *Bartels J.* The eccentric dipole approximating the Earth's magnetic field. *Terr. Mag.*, **41**, 225—250, 1936.
52. *Bartels J.* Erdmagnetische erschliessbare lokale Inhomogenitäten der elektrischen Leitfähigkeit in Untergrund. *Nachr. Akad. Wiss. Göttingen, II Math—Phys. Kl 2A*: 95—100, 1954.
53. *Barton C. E.* and *M. W. McElhinny*. Detrital remanent magnetisation in five slowly redeposited long cores of sediment. *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 229—232, 1979.
54. *Bauer L. A.* Remarks upon Prof. Rucker's paper and Wilde's magnetarium. *Terr. Mag.*, **4**, 130—132, 1899.
55. *Bauer L. A.* Magnetic declination tables and isogonic charts for 1902. Gov't Printing Office, Washington, 1902.
56. *Bauer L. A.* The physical decomposition of the Earth's permanent magnetic field. *Terr. Mag.*, **9**, 173—186, 1904.
57. *Beamish D.* The mapping of induced currents around the Kenya Rift. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **50**, 311—332, 1977.
58. *Beamish D.*, *R. C. Hewson-Brown*, *P. C. Kendall*, *S. R. C. Malin* and *D. A. Quinney*. Induction in arbitrary shaped oceans. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **60**, 435—443 and **61**, 479—488, 1980.
59. *Beischer D. E.* Survival of animals in magnetic fields of 140,000 oe. In: *Biological effects of magnetic fields*. Ed. M. F. Barnothy, Plenum Press, N. Y., 1964.
60. *Бенькова Н. П.* Spherical harmonic analysis of the Sq variations. *Terr. Mag.*, **45**, 425—432, 1940.
61. *Bennett D. J.* and *F. E. M. Lilley*. An array study of daily variations in southeastern Australia. *J. Geomag. Geoelect.*, **25**, 39—62, 1973.
62. *Bennett D. J.* and *F. E. M. Lilley*. Electrical conductivity structure in southeastern Australian regions. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **37**, 191—206, 1973.
63. *Benton E. R.* On the helical dynamo of Lortz as a model of the steady main geomagnetic field. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **42**, 385—401, 1975.
64. *Бердичевский М. Н.*, *В. И. Дмитриев*. Distortion of magnetic and electric fields by near-surface lateral inhomogeneities. *Acta Geodaet. Geophys. et Montanist.*, **11**, 447—483, 1976.
65. *Бердичевский М. Н.*, *Л. Л. Ваньян*, *Э. Б. Файнберг*. Магнитовариационное зондирование с использованием пространственных производных поля. — *Геомагн. и аэроном.*, т. **9**, № 2, 369—371, 1969.

66. *Biermann L.* Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas. *Observatory*, **77**, 109—110, 1957.
67. *Biot E.* Note sur la direction de l'aiguille aimantée en Chine, et sur les aurores boréales observées dans ce même pays. *C.R. Acad. Sci. Paris*, **19**; 822—829, 1842.
68. *Birkeland K.* On the cause of magnetic storms and the origin of terrestrial magnetism. In: *The Norwegian Aurora polaris expedition 1902—03*. Aschenhoug, Oslo, 1908.
69. *Blackett P.M.S.* The magnetic field of massive rotating bodies. *Nature*, **159**, 658—666, 1947.
70. *Blackett P.M.S.* A negative experiment relating to magnetism and the Earth's rotation. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A245**, 309—370, 1952.
71. *Blackman R.B. and J.W. Tukey.* The measurement of power spectra. Dover, N.Y., 1958.
72. *Blakely R.J. and S. Hassanzadeh.* Depth to magnetic sources and the Peru—Chile trench. *EOS Trans. AGU*, **58**, 1124, 1977.
73. *Blakely R.J., K.K. Klitgord and J.D. Mudie.* Analysis of marine magnetic data. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, No. 3, 182—185, 1975.
74. *Blakemore R.P.* Magnetotactic bacteria. *Science*, **190**, 377—379, 1975.
75. *Blakemore R.P., R.B. Frankel and A.J. Kalmin.* South seeking magnetotactic bacteria in the southern hemisphere. *Nature* **286**, 384—385, 1980.
76. *Blanc M.* Electrodynamics of the ionosphere from incoherent scatter. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 137—164, 1979.
77. *Block L.P.* Potential double layers in the ionosphere. *Cosmic Electrodynamics*, **3**, 349—376, 1972.
78. *Bochev A.* Two and three dipoles approximating the Earth's main magnetic field. *Pure Appl. Geophys.*, **74**, 29—34, 1969.
79. *Boström R.* Ionosphere—magnetosphere coupling. In: *Magnetospheric physics*. Ed. B.M. McCormac, D. Reidel, Dordrecht, 1974.
80. *Bowen R.* Geothermal resources. Applied Science, London, 1979.
81. *Bracewell R.* The Fourier transform, McGraw-Hill, N.Y., 1965.
82. *Брагинский С.И.* О строении слоя *F* и причинах конвекции в ядре Земли. — Докл. АН СССР, т. **149**, № 6, 1311—14, 1963.
83. *Брагинский С.И.* Кинематические модели гидромагнитного динамо Земли. — Геомагн. и аэрон., т. **4**, № 4, 732—747, 1964.
84. *Брагинский С.И.* Магнитные волны в ядре Земли. — Геомагн. и аэрон., т. **7**, № 6, 1050—1060, 1967.
85. *Breit G. and M.A. Tuve.* A test of the existence of the conducting layer. *Phys. Rev.*, **28**, 554—575, 1925.
86. *Brennan B.J. and L.M. Hastie.* Piezomagnetic effect of ground loading by Lake Gordon, Tasmania. *Tectonophys.*, **56**, T9—16, 1979.
87. *Brett R.* The current status of speculation on the composition of the core of the Earth. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **14**, 375—383, 1976.
88. *Brewitt-Taylor C.R. and P.B. Johns.* Diakoptic solution of induction problems. *J. Geomag. Geoelect.*, **32**, Suppl. 1, 73—78, 1980.
89. *Brewitt-Taylor C.R. and J.T. Weaver.* On the finite difference solution of two dimensional induction problems. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **47**, 375—396, 1976.
90. *Briden J.C.* A stability index of remanent magnetisation. *J. Geophys. Res.*, **77**, 1401—1405, 1972.
91. *Briden J.C. and E. Irving.* Palaeolatitude spectra of sedimentary palaeoclimatic

- indicators. In: Problems in palaeoclimatology Ed. A. E. M. Nairn, Interscience, N. Y., 1964.
92. Brock A. An experimental study of palaeosecular variation. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **25**, 303—317, 1971.
 93. Brown F. A. Responses of planarians and snails. In: Biological effects of magnetic fields. Ed. M. F. Barnothy, Plenum, N. Y., 1964.
 94. Bucha V. Results of archaeomagnetic research in Czechoslovakia for the epoch from 4400 BC to the present. *J. Geomag. Geoelect.*, **17**, 407—412, 1965.
 95. Bullard E. C. The magnetic field within the Earth. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A107**, 433—453, 1949.
 96. Bullard E. C. and H. Gellman. Homogeneous dynamos and terrestrial magnetism. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A247**, 213—278, 1954.
 97. Bullard E. C., J. E. Everett and A. G. Smith. The fit of continents around the Atlantic. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A258**, 41—51, 1965.
 98. Bullen K. E. and R. A. W. Haddon. Earth models based on compressibility theory. *Phys. Earth Planet Int.*, **1**, 1—13, 1967.
 99. Burrows K. and S. H. Hall. Rocket measurements of the geomagnetic field above Woomera, South Australia. *J. Geophys. Res.*, **70**, 2149—2158, 1965.
 100. Busse F. H. Thermal instabilities in rapidly rotating system. *J. Fluid Mech.*, **44**, 441—460, 1970.
 101. Busse F. H. Generation of magnetic fields by convection. *J. Fluid Mech.*, **57**, 529—544, 1973.
 102. Busse F. H. The non-linear dynamo problem. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **35**, 343—344, 1973.
 103. Busse F. H. A model of the geodynamo. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **42**, 437—459, 1975.
 104. Busse F. H. Core motions and the geodynamo. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, No. 3, 206—208, 1975.
 105. Busse F. H. Generation of planetary magnetism by convection. *Phys. Earth Planet. Int.*, **12**, 350—358, 1976.
 106. Busse F. H. An example of nonlinear dynamo action. *J. Geophys.*, **43**, 441—452, 1977.
 107. Busse F. H. Magnetohydrodynamics of the Earth's dynamo. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **10**, 435—462, 1978.
 108. Busse F. H. and C. R. Carrigan. Convection induced by centrifugal buoyancy. *J. Fluid Mech.*, **62**, 579—592, 1974.
 109. Byerly P. E. and R. H. Stolt. An attempt to define the Curie point isotherm. *Geophys.*, **42**, 1394—1400, 1977.
 110. Cagniard L. Basic theory of the magneto—telluric method of geophysical prospecting. *Geophys.*, **18**, 605—635, 1953.
 111. Cain J. C., S. H. Hendricks, R. A. Langel and W. V. Hudson. A proposed model for the international geomagnetic reference field 1965. *J. Geomag. Geoelect.*, **19**, 335—355, 1967.
 112. Camfield P. A., D. I. Gough and H. Porath. Magnetometer array studies in the north western United States and south western Canada. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **22**, 201—221, 1971.
 113. Campbell W. H. Geomagnetic pulsations. In: Physics of Geomagnetic Phenomena, Ed. S. Matsushita and W. H. Campbell, Academic Press, N. Y., 1967.
 114. Campbell W. H. Spatial distribution of the geomagnetic spectral composition for disturbed days. *J. Geomag. Geoelect.*, **28**, 481—496, 1976.

115. *Caner B.* Electrical conductivity structure in western Canada and petrological interpretation. *J. Geomag. Geoelect.*, **22**, 113—129, 1970.
116. *Carey S.W.* *The expanding Earth.* Elsevier, Amsterdam, 1976.
117. *Carmichael R.S.* Piezomagnetic response with depth related to tectonomagnetism as an earthquake precursor. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 579—584, 1978.
118. *Carthy J.D.* *Animal navigation.* Allen and Unwin, London, 1956.
119. *Chalmers J.A.* *Atmospheric electricity.* Oxford Uni. Press, London, 1949.
120. *Chalmers J.A.* The first suggestion of an ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **24**, 219, 1962.
121. *Chapman S.* Solar and lunar diurnal variations of terrestrial magnetism. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A218**, 1—118, 1919.
122. *Chapman S.* Solar streams of corpuscles. *Mon. Not. Roy. Astro. Soc.*, **89**, 456—470, 1929.
123. *Chapman S.* The absorption and dissociative or ionising effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. *Proc. Phys. Soc. Lond.*, **43**, 26—45, 1931.
124. *Chapman S.* Geomagnetism or terrestrial magnetism? *Terr. Mag.*, **43**, 321, 1938.
125. *Chapman S.* Edmond Halley and geomagnetism. *Terr. Mag.*, **48**, 131—144.
126. *Chapman S.* Geomagnetic nomenclature. *J. Geophys. Res.*, **68**, 1963.
127. *Chapman S.* Solar plasma geomagnetism and aurora. Blackie, London, 1964.
128. *Chapman S. and J. Bartels.* *Geomagnetism.* Oxford Uni. Press, London, 1940.
129. *Chapman S. and V.C.A. Ferraro.* A new theory of magnetic storms. *Terr. Mag.*, **38**, 79—96, 1933.
130. *Chapman S. and T.T. Whitehead.* The influence of electrically conducting material within the earth on various phenomena of terrestrial magnetism. *Trans. Phil. Soc. Cambridge*, **22**, 463—482, 1922.
131. *Chatterjee J.S.* Induction in the core by magnetic storms and Earth's magnetism. *Sci. Culture (Calcutta)*, **21**, 623, 1956.
132. *Chatterjee J.S.* Magnetic disturbances and the Earth's magnetic field. *J. Geophys. Res.*, **66**, 1535—1546, 1961.
133. *Челудзе Т.И.* Structure sensitive physical properties of partially melted rocks. *Phys. Earth Planet. Int.*, **17**, P41—46, 1978.
134. *Chree C.* Some phenomena of sunspots and terrestrial magnetism at Kew Observatory. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A212**, 75—116, 1912.
135. *Clark C.L., R.A. Peck and W.F. Hollander.* Homing pigeons and electromagnetic fields. *J. Appl. Phys.*, **19**, 1183, 1948.
136. *Clarke G.B., J.H. Quilty and I. Widdows.* Total magnetic intensity anomalies due to two dimensional bodies. *Aust. Bur. Min. Res. Record 1966/153* (unpubl), 1966.
137. *Cochrane N.A. and R.D. Hyndman.* A new analysis of geomagnetic depth sounding from western Canada. *J. Earth Sci.*, **7**, 1208—1218, 1970.
138. *Cochrane N.A. and R.D. Hyndman.* Magnetotellurics and magnetovariational studies in Atlantic Canada. *J. Roy. Astro. Soc.*, **39**, 385—406.
139. *Cocks A.C. and A.T. Price.* Sq currents in a three dimensional ionosphere. *Planet. Space Sci.*, **17**, 471—482, 1969.
140. *Cole K.D.* Stable auroral red arcs, sinks for energy of Dst main phase. *J. Geophys. Res.*, **70**, 1689—1706, 1965.
141. *Cole K.D.* On the DSt main phase and certain associated phenomena. In: *Physics of geomagnetic phenomena.* Ed. S. Matsushita and W.H. Campbell. Academic Press, N. Y., 1967.

142. *Coleman R.J.* Savage River magnetite deposits. In: Economic geology of Australia and Papua New Guinea. Ed. C.L. Knight Aust. Inst. Mining Metallurgy, 1975.
143. *Coupland D.H. and R. Van der Voo.* Long term non-dipole components in the geomagnetic field during the last 130 my. *J. Geophys. Res.*, **85**, 3529—3548, 1980.
144. *Cowling T.G.* The magnetic field of sunspots. *Mon. Not. Roy. Astro. Soc.*, **94**, 39—48, 1934.
145. *Cowling T.G.* Magneto-hydrodynamics. Adam Hilger, Bristol, 1976. [Имеется перевод: Каулинг Т. Дж. Магнитная гидродинамика. — М.: Мир, 1964.]
146. *Cox A.* Geomagnetic reversals. *Science*, **163**, 237—245, 1969.
147. *Cox A.* Plate tectonics and geomagnetic reversals. W.H. Freeman, San Francisco, 1973.
148. *Cox A.* The frequency of geomagnetic reversals and the symmetry of the non-dipole field. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, 35—52, 1975.
149. *Cox A. and J.C. Cain.* International conference on the core-mantle interface. *EOS Trans. AGU*, **53**, 591—623, 1972.
150. *Cox A. and G.B. Dalrymple.* Statistical analysis of geomagnetic reversal data and the precision of potassium—argon dating. *J. Geophys. Res.*, **72**, 2603—2614, 1967.
151. *Cox C.S., J.H. Filloux and J.C. Larsen.* Electromagnetic studies of ocean currents and electrical conductivity below the ocean floor. In: The sea. vol. 4, Part 1, Ed. A.E. Maxwell. Wiley Interscience, N.Y., 1970.
152. *Creer K.M.* A review of palaeomagnetism. *Earth Sci. Rev.*, **6**, 369—466, 1970.
153. *Creer K.M.* Geomagnetic secular variation during the last 25000 years. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **48**, 91—109, 1977.
154. *Crichton Mitchell A.* Chapters in the history of terrestrial magnetism. *Terr. Mag.*, **37**, 105—146, 1932.
155. *Criswell D.R.* Pc1 micropulsation activity and magnetospheric amplification of 0.2 to 5.0 hz hydromagnetic waves. *J. Geophys. Res.*, **74**, 205—224, 1969.
156. *Cummings W.D. and P.J. Coleman.* Simultaneous magnetic field variations at the Earth's surface and at the synchronous equatorial distance. *Radio Sci.*, **3**, 758—761 (см. также *J. Geophys. Res.*, **73**, 6687, 1968).
157. *Currie R.G.* The geomagnetic spectrum — 40 days to 5.5 years. *J. Geophys. Res.*, **71**, 4579—4598, 1966.
158. *Currie R.G.* Magnetic shielding properties of the Earth's mantle. *J. Geophys. Res.*, **72**, 2623—2633, 1967.
159. *Currie R.G.* Geomagnetic spectrum of internal origin and lower mantle conductivity. *J. Geophys. Res.*, **73**, 2779—2786, 1968.
160. *Currie R.G.* Geomagnetic time spectrum. *Atmos. Space Sci.*, **21**, 425—438, 1973.
161. *Daignieres M., J. Mosnier and J.C. Rossignol.* Anomalies des variations du champ magnétique terrestre dans la partie orientale des Pyrénées. *C.R. Acad. Sci. Paris*, **277(B)**, 739—748, 1973.
162. *Davis J.C.* Statistics and data analysis in geology. John Wiley, N.Y., 1973.
163. *Davis L.* Remarks on "The physical basis of bird navigation". *J. Appl. Phys.*, **19**, 307—308, 1948.
164. *Davis P.M.* The computed piezomagnetic anomaly field for Kilauea volcano, Hawaii. *J. Geomag. Geoelect.*, **28**, 112—122, 1976.
165. *Davis P.M. and F.D. Stacey.* Geomagnetic anomalies caused by a man made lake. *Nature*, **240**, 348—349, 1972.

166. *Davis P.M., L.M. Hastie and F.D. Stacey.* Stresses within an active volcano. *Tectonophys.*, **22**, 355—362, 1974.
167. *Davis P.M., F.D. Stacey, C.J. Zablocki and J.V. Olson.* Improved signal discrimination in tectonomagnetism: discovery of a volcanomagnetic effect at Kilauea, Hawaii. *Phys. Earth Planet. Int.*, **19**, 331—336, 1979.
168. *Davis P.M., D.D. Jackson and M.J. Johnston.* Further evidence of localised magnetic field changes before the 1974 Thanksgiving Day earthquake, Hollister, California. *Geophys. Res. Lett.*, **7**, 513—516, 1980.
169. *Davis T.N. and R.N. DeWitt.* Twentyfour hour observations of aurora at the southern auroral zone. *J. Geophys. Res.*, **68**, 6237—6241, 1963.
170. *Davis T.N., J.D. Stolarik and J.P. Heppner.* Rocket measurements of Sq currents at midlatitude. *J. Geophys. Res.*, **70**, 5883—5894, 1965.
171. *DeBeer J.H., J.S.V. Van Zijl and F.K. Bahnmann.* Plate tectonic origin for the Cape Fold Belt? *Nature*, **252**, 675—676, 1974.
172. *DeLaurier J.M., L.K. Law, E.R. Niblett and F.C. Plett.* Geomagnetic variation anomalies in the Canadian arctic. *J. Geomag. Geoelect.*, **26**, 223—245, 1974.
173. *Denham C.R.* Counterclockwise motion of palaeomagnetic directions 24000 year ago at Mono Lake, California. *J. Geomag. Geoelect.*, **26**, 487—498, 1974.
174. *Dietz R.S.* Continent and ocean basin evaluation by spreading of the sea floor. *Nature*, **190**, 854—857, 1961.
175. *Dirac P.A.M.* Quantised singularities in the electromagnetic field. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A133**, 60—72, 1931.
176. *Doell R.R. and A. Cox.* The Pacific secular variation anomaly. The nature of the solid earth. Ed. E.C. Robertson, McCraw-Hill, N.Y., 1972.
177. *Duba A.* Are laboratory electrical conductivity data relevant to the Earth? *Acta Geodaet. Geophys. et Montanist.*, **11**, 485—495, 1976.
178. *Duba A., H.C. Heard and R.N. Shock.* Electrical conductivity of olivine at high pressure and under controlled oxygen fugacity. *J. Geophys. Res.*, **79**, 1667—1673, 1974.
179. *Duncan R.A.* Rotational pole determination from biological diversity gradients. *Geol. Soc. Amer. Mem.*, **132**, 1972.
180. *Duncan R.A.* Palaeosecular variation at the Society Is., French Polynesia. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **41**, 245—254, 1975.
181. *Dungey J.W.* Interplanetary magnetic field and the auroral zone. *Phys. Rev. Lett.*, **6**, 47—48, 1961.
182. *Dwight H.B.* Table of integrals and other mathematical data. 4th Edition. Macmillan. N.Y., 1961.
183. *Eadie E.N.* Magnetic survey of the Savage River and Long Plains iron deposits. *Austr. Bur. Min. Res. Bulletin*, **120**, 1970.
184. *Eckhardt D.H.* Geomagnetic induction in a concentrically stratified earth. *J. Geophys. Res.*, **63**, 6273—6278, 1963.
185. *Eckhardt D.H.* Theory and interpretation of the electromagnetic impedance of the Earth. *J. Geophys. Res.*, **73**, 5317—5326, 1968.
186. *Eckhardt D.H., K. Larner and T. Madden.* Long period magnetic fluctuations and mantle electrical conductivity estimates. *J. Geophys. Res.*, **68**, 6279—6286, 1963.
187. *Edwards R.N., L.K. Law and A. White.* Geomagnetic variations in the British Isles and their relation to electrical currents in the ocean and shallow seas. *Phil. Trans. Roy. Lond.*, **A270**, 289—323, 1971.
188. *Eleman F.* Time variations of geomagnetic H and D at disturbed stations. *Nature*, **209**, 1120—1121, 1966.

189. *Ellwood B.B.* Particle flocculation: one possible control on the magnetisation of deep sea sediments. *Geophys. Res. Lett.*, **6**, 237—240, 1979.
190. *Elsasser W.M. and H. Takeuchi.* Nonuniform rotation of the earth and geomagnetic effects. *Trans AGU*, **36**, 584—590, 1955.
191. *Elvers D., R. Moses and D. Perkins.* Anomalies in geomagnetic variations found in the United States and Puerto Rico. *EOS Trans. AGU*, **46**, 514, 1965.
192. *Evans M.E.* Test of the dipolar nature of the geomagnetic field throughout Phanerozoic time. *Nature*, **262**, 676—677, 1976.
193. *Evans M.E. and M.W. McElhinny.* An investigation of the origin of stable remanence in magnetite bearing igneous rocks. *J. Geomag. Geoelect.*, **21**, 757—773, 1969.
194. *Everett J.E. and R.D. Hyndman.* Geomagnetic variations and electrical conductivity structure in south-west Australia. *Phys. Earth Planet. Int.*, **1**, 24—34, 1967.
195. *Everett J.E. and R.D. Hyndman.* A digital portable magnetotelluric observatory. *J. Sci. Inst.*, **44**, 943—946, 1967.
196. *Файнберг Е.Б.* Electromagnetic induction in the world ocean. *Geophys. Surv.*, **4**, 157—172, 1980.
197. *Файнберг Е.Б., Бердичевский М.Н.* Deep magnetovariational profiling with the method of derivatives. *Acta Geodæt. Geophys. et Montanist.*, **12**, 377—391, 1977.
198. *Fälthamar C.G.* Problems related to macroscopic fields in the magnetosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 457—466, 1977.
199. *Fanslau G.* Die Erzeugung weitgehend homogener Magnetfelder durch Kreisströme. *Zeit. f. Phys.*, **54**, 260—269, 1929.
200. *Фаткуллин М.Н., Фельдштейн Я.И.* Спокойные солнечно-суточные вариации в период МГГ. III. Основные особенности планетарного распределения вариаций на средних и низких широтах. — *Геом. и аэрон.*, **5**, 858, 1965.
201. *Fejer J.A.* Atmospheric tides and associated magnetic effects. *Rev. Geophys.*, **2**, 275—310, 1964.
202. *Фельдман И.С.* On the nature of the conductive layers in the Earth's crust and upper mantle. *Geoelectric and Geothermal studies*. Ed. A. Adam, Adademiai Kiado, Budapest, 1976.
203. *Ferraro V.C.A., W.C. Parkinson and H.W. Unthank.* Sudden commencements and sudden impulses in geomagnetism. *J. Geophys. Res.*, **56**, 177—195, 1951.
204. *Feynman R.P.* The Feynman lectures. vol. III, 21—28, Addison-Wesley, Reading, Mass, 1963. [Имеется перевод: Фейнман Р. и др. Фейнмановские лекции по физике, т. 3. — М.: Мир, 1965—1967.]
205. *Filloux J.H.* Techniques and instrumentation for study of natural electromagnetic induction at sea. *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 323—338, 1973.
206. *Filloux J.H.* Ocean floor magnetotelluric sounding over North Central Pacific. *Nature*, **268**, 297—301, 1977.
207. *Filloux J.H.* Magnetotelluric and related electromagnetic investigations in geophysics. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 282—294, 1979.
208. *Filloux J.H.* North Pacific magnetotelluric experiment. *J. Geomag. Geoelect.*, **32**, Suppl. 1, 33—43, 1980.
209. *Filloux J.H.* Magnetotelluric exploration of the North Pacific. *Phys. Earth Planet. Int.*, **25**, 187—195, 1981.
210. *Finney W.A. and E.P. Shelley.* Tasmanian aeromagnetic survey. *Aust. Bur. Min. Res. Record No. 1967/19* (unpubl.), 1967.
211. *Fischer G.* Electromagnetic induction effects at an ocean coast. *Proc. IEEE*, **67**, 1050—1060, 1979.

212. *Fischer G., P.A. Schnegg and K.D. Usadel.* E-polarisation induction in a conducting half-space screened by a perfectly conducting half-plane. *Acta Geodaet. Geophys. et Montanist.*, **12**, 247—253, 1977.
213. *Fischer R.A.* Dispersion on a sphere. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A217**, 295—305, 1953.
214. *Fitterman D.V.* Electrokinetic and magnetic anomalies associated with dilatant regions in layered earth. *J. Geophys. Res.*, **83**, 5923—5928, 1978.
215. *Fletcher E.J. and W. O'Reilly.* Contribution of Fe^{2+} ions to the magnetocrystalline anisotropy constant. *J. Phys. C: Solid State Phys.*, **7**, 171—178, 1974.
216. *Флорениов Н.А.* Rifts in the Baikal mountain region. *Tectonophys.*, **8**, 443—456, 1969.
217. *Forbes J.M., H.B. Garrett.* Solar tidal wind structure and the E-region dynamo. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 173—182, 1979.
218. *Forsyth W.A.L.* Inverell airborne magnetic and radiometric survey. *Aust. Bur. Min. Res.*, Record No. 1960/101 (unpubl.), 1960.
219. *Foster J.H. and N.D. Opdyke.* Upper Miocene to Recent magnetic stratigraphy in deep sea sediments. *J. Geophys. Res.*, **75**, 4465—4473, 1970.
220. *Frank L.A.* Several observations of low energy protons and electrons in the Earth's magnetosphere with OGO-3. *J. Geophys. Res.*, **72**, 1905—1916, 1967.
221. *Frankel R.B., R.P. Blakemore and R.S. Wolfe.* Magnetite in freshwater magnetotactic bacteria. *Science*, **203**, 1355—1356, 1979.
222. *Fritz H.* Das Polarlicht. Brockhaus, Leipzig, 1881.
223. *Fukushima N.* Generalised theorem for no ground magnetic effect of vertical currents connected with Pedersen currents in the uniform conducting ionosphere. *Rep. Ionos. Space Res. Japan*, **30**, 35—40, 1976.
224. *Fuller M., I. Williams and K.A. Hoffman.* Palaeomagnetic records of geomagnetic field reversals and the morphology of the transitional field. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 179—203, 1979.
225. *Galdeano A., Y. Martin, M. Mienvieille, J.M. Del Rio and J.C. Rossignol.* Sur l'existence d'une anomalie des variations geomagnétique dans les Pyrénées occidentales. *Bull. Soc., Geol. France*, **21**, 475—484, 1979.
226. *Garland G.D.* Introduction to Geophysics, 2nd edition, W.B. Saunders Co., Philadelphia, 1979.
227. *Gay S.P.* Standard curves for interpretation of magnetic anomalies over long tabular bodies. In: *Mining Geophysics, Soc. Expl. Geophys.*, 1967.
228. *Gibbon E.* Decline and fall of the roman empire. Chap. 56, Everyman's Edition. J.M. Dent & Sons, London 1910 (1788).
229. *Gibson R.D. and P.H. Roberts.* The Bullard—Gellman dynamo. In: S.K. Run-corn (ed.). The application of modern physics to the Earth and planetary interiors. Wiley Interscience, N.Y., 1969.
230. *Gidley P.R.* Discrimination of surficial and bedrock magnetic sources in the Cobar area, NSW. *BMR J. of Aust. Geol. Geophys.*, **6**, 71—80, 1981.
231. *Gilbert W.* De magnetete. Gilbert Club revised English translation, Chiswick Press, London, 1900 (1600).
232. *Goetz C.* A brief summary of our present day understanding of the effect of volatiles and partial melt on the mechanical properties of the upper mantle. In: M.N. Manghni and S.I. Akimoro (ed.). *High pressure research.* Academic Press, N.Y., 1977.
233. *Gold T.* Motion in the magnetosphere of the Earth. *J. Geophys. Res.*, **64**, 1219—1224, 1959.

234. *Goldstein N.E. and S.H. Ward.* The separation of remanent from induced magnetisation in situ. *Geophys.*, **31**, 779—796, 1966.
235. *Goree W.S. and M. Fuller.* Magnetometers using r.f. driven squids. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **14**, 591—608, 1976.
236. *Gough D.I.* Geophysical significance of geomagnetic variation anomalies. *Phys. Earth Planet. Int.* **7**, 376—388, 1973.
237. *Gough D.I.* The interpretation of magnetometer array studies. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **35**, 83—98, 1973.
238. *Gough D.I.* Electrical conductivity under western North America in relation to heat flow, seismology and structure. *J. Geomag. Geoelect.*, **26**, 105—123, 1974.
239. *Gough D.I. and J.S. Reitzel.* A portable three component magnetic variometer. *J. Geomag. Geoelect.*, **19**, 203—215, 1967.
240. *Gough D.I. and J.S. Reitzel.* Magnetic deep sounding and local conductivity anomalies. In: S.K. Runcorn (ed.). *The application of modern physics to the Earth and Planetary interiors.* Wiley, London, 1969.
241. *Gouin P. and P.N. Mayaud.* A propos de l'existence possible d'un contreelectrojet aux latitudes magnétique equatoriales. *Ann. Geophys.*, **23**, 41—47, 1967.
242. *Gould J.L.* The case for magnetic sensitivity in birds and bees. *Amer. Scientist*, **68**, 256—267, 1980.
243. *Gould J.L., J.L. Kirschvink and K.L. Deffeyes.* Bees have magnetic remanence. *Science*, **201**, 1026—1028, 1978.
244. *Graham J.W.* The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks. *J. Geophys. Res.*, **54**, 131—167, 1949.
245. *Graham J.W.* Note on the significance of inverse magnetisation of rocks. *J. Geophys. Res.*, **57**, 429—431, 1952.
246. *Grant F.S. and G.F. West.* *Interpretation theory in applied geophysics.* McGraw-Hill, N.Y., 1965.
247. *Greenhouse J.P.* *Geomagnetic time variations on the sea floor off southern California.* PhD thesis, Uni. of California, San Diego, 1972.
248. *Gregori G.P. and L.J. Lanzerotti.* Geomagnetic depth sounding by induction arrow representation. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 203—210, 1980.
249. *Gringauz K.I.* The structure of the ionised gaseous envelope of the Earth according to the data of direct measurements of local charged particle concentrations carried out in the USSR. *Space Res.*, **2**, 574—592, 1961.
250. *Gringauz K.I.* Low energy plasma in the Earth's magnetosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **7**, 339—378, 1969.
251. *Gubbins D.* Theories of the geomagnetic and solar dynamos. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **12**, 137—154, 1974.
252. *Gubbins D. and T.G. Masters.* Driving mechanism for the Earth's dynamo. *Advances in Geophys.*, **21**, 1—50, 1979.
253. *Gubbins D., T.G. Masters and J.A. Jacobs.* Thermal evolution of the Earth's core. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **59**, 57—99, 1979.
254. *Gupta J.C.* Some features of Pc5 pulsations in the period range 180—300 sec. *J. Geomag. Geoelect.*, **28**, 359—376, 1976.
255. *Gurnett D.A.* Electrical field and plasma observations in the magnetosphere. In: E.R. Dyer (ed.). *Critical problems of magnetospheric physics.*, Nat. Acad. Sci., Washington, 1972.
256. *Hall J.M.* Does TRM occur in ocean layer 2 basalt? *J. Geomag. Geoelect.*, **29**, 411—419, 1977.
257. *Hall J.M.* The oceanic crust. *Canad. J. Earth Sci.*, **16**, 695—711, 1979.
258. *Hamming R.W.* *Numerical methods for scientists and engineers.* McGraw-Hill,

- N. Y., 1962. [Имеется перевод: Хемминг Р. В. Численные методы. — М.: Наука, 1968.]
259. *Harradon H. D.* Some early contributions to the history of geomagnetism. *Terr. Mag.*, **48**, 3—17, 1943.
260. *Harrison C. G. A. and E. Ramirez.* Areal coverage of spurious reversals of the Earth's magnetic field. *J. Geomag. Geoelect.*, **27**, 139—151, 1975.
261. *Hasbrouck W. P. and J. H. Allen.* Quasi-static magnetic field changes associated with the Cannikin nuclear explosion. *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, **62**, 1479—1487, 1972.
262. *Hasegawa M.* On the position of the focus of the geomagnetic Sq current system. *J. Geophys. Res.*, **65**, 1437—1447, 1960.
263. *Heirtzler J. R., G. O. Dickson, E. M. Herron, W. C. Pitman and F. X. Lepichon.* Marine magnetic anomalies, geomagnetic field reversals, and motions of the ocean floor and continents. *J. Geophys. Res.*, **73**, 2119—2136, 1968.
264. *Henderson G. H.* Physical basis of bird navigation. *Science*, **107**, 597—598, 1948.
265. *Henderson R. G. and A. Wilson.* Polar charts for calculating aeromagnetic anomalies of three-dimensional bodies. In: *Mining Geophysics, Soc. Expl. Geophys.*, 1967.
266. *Heney T. L., S. J. Pike and D. F. Palmer.* On the measurement of stress sensitivity of NRM using a cryogenic magnetometer. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 607—617, 1978.
267. *Hernance J. F.* An electrical model for the sub—Icelandic crust. *Geophys.*, **38**, 3—13, 1973.
268. *Herzenberg A.* Geomagnetic dynamo. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A250**, 543—585, 1958.
269. *Hess H. H.* History of ocean basins. In: A. E. J. Engel, H. L. Jones and B. F. Leonard (ed.), *Petrological studies, Geol. Soc. Amer.* (см. также А. Сох. Plate tectonics and Geomagnetic reversals).
270. *Hibberd F. H.* The origin of the Earth's magnetic field. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A369**, 31—45, 1962.
271. *Hide R.* Free hydromagnetic oscillations of the Earth's core and the theory of the geomagnetic secular variation. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A259**, 615—647, 1966.
272. *Higgins G. and G. C. Kennedy.* The adiabatic gradient and melting point gradient in the core of the Earth. *J. Geophys. Res.*, **76**, 1870—1878, 1971.
273. *Hirasawa T.* Long period geomagnetic pulsations (Pc5) with typical sinusoidal waveform. *Rep. Iono. Space Res. Japan*, **24**, 66—79, 1970.
274. *Hobbs B. A. and A. M. M. Brignall.* A method for solving general problems of electromagnetic induction in the oceans. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **45**, 527—542, 1976.
275. *Hobbs B. A. and G. J. K. Dawes.* Calculation of the effect of the oceans on geomagnetic variations with an application to the Sq field during the IGY. *J. Geophys.*, **46**, 273—289, 1979.
276. *Hobbs B. A. and A. T. Price.* Surface integral formulae for geomagnetic studies. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **20**, 49—63, 1970.
277. *Honkura Y.* Geomagnetic variation anomaly on Miyake—Jima I., *J. Geomag. Geoelect.*, **23**, 307—333, 1971.
278. *Honkura Y., R. D. Kurtz and E. R. Niblett.* Geomagnetic depth sounding and magnetotelluric results from a seismically active region northeast of Quebec City, *Canad. J. Earth Sci.*, **14**, 256—267, 1977.

279. *Houben H., P.J. Gierasch and D.L. Turcotte.* Can the geomagnetic dynamo be driven by the semi-diurnal tide? *EOS Trans. AGU*, **56**, 356, 1975.
280. *Hulgvist B.* Circular symmetry in the geomagnetic equatorial plane. *Planet. Space Sci.*, **8**, 142—150, 1962.
281. *Hulgvist B.* Aurora. In: S. Matsushita and W.H. Campbell (ed.). Academic Press, N.Y. *Physics of Geomagnetic Phenomena*, 1967.
282. *Hunt T.* Stokes magnetic anomaly system. *N.Z. J. Geol. Geophys.*, **21**, 595—606, 1978.
283. *Hurwitz L., D.G. Knapp, J.H. Nelson and D.E. Watson.* Mathematical model of the geomagnetic field for 1965. *J. Geophys. Res.*, **71**, 2373—2383, 1966.
284. *Hutson V.C.L., P.C. Kendall and S.R.C. Malin.* Computation of the solution of geomagnetic induction problems. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **28**, 489—498, 1972.
285. *Hutton V.R.S.* The electrical conductivity of the Earth and planets. *Rep. Prog. Phys.*, **39**, 487—572, 1976.
286. *Hutton V.R.S.* Induction studies in firts and other active regions. *Acta Geodaet. Geophys. et Montanist.*, **11**, 347—376, 1976
287. *Hutton V.R.S. and A.G. Jones.* Magnetovariational and magnetotelluric investigations in southern Scotland. *J. Geomagn. Geoelect.*, **32**, Suppl. I, 141—150, 1980.
288. *Hutton V.R.S., J.M. Sik and D.I. Gough.* Electrical conductivity and tectonics of Scotland. *Nature*, **266**, 617, 620, 1977.
289. I.A.G.A. *IAGA News*, **12**, 1973.
290. *Idnurm M. and B.R. Senior.* Palaeomagnetic ages of late Cretaceous and Tertiary weathered profiles in the Eromanga Basin, Queensland. *Palaeogeography—climatology—ecology*, **24**, 263—277, 1978.
291. *Inglis D.R.* Theories of the Earth's magnetism. *Rev. Mod. Phys.*, **27**, 212—248, 1955.
292. I.R.I. Committee. First report on IRI 1978. *URSI and COSPAR*, 1978.
293. *Irons H.R. and L.J. Schwee.* Magnetic thin film magnetometers for magnetic field measurements. *IEEE Trans. Magnetics*, **8**, 61—65, 1972.
294. *Irving E.* *Palaeomagnetism*, J. Wiley, N. Y. 1964.
295. *Irving E.* Drift of the major continental blocks since the Devonian. *Nature*, **270**, 304—309, 1977.
296. *Irving E. and L.G. Parry.* The magnetisation of some Permian rocks from NSW. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **7**, 395—411, 1963.
297. *Irving E., E. Tanczyk and J. Hastie.* Catalogue of palaeomagnetic directions and poles. *Geomag. series, Earth Phys. Branch, E.M.R. Ottawa*, Nos. 5, 6, 10, 1976.
298. *Иванов В.И., Костомаров Д.П.* Расчет электрических токов, индуцированных в море Sq-вариациями геомагнитного поля. — *Геомагнетизм и аэронавигация*, **3**, 1079—1088, 1963.
299. *Jackson J.S.* Diurnal variation of the geomagnetic field. *J. Geophys. Res.*, **76**, 6896—6914, 1971.
300. *Jacobs J.A.* *Geomagnetic micropulsations*, Springer Verlag, Berlin, 1970.
301. *Jacobs J.A.* *The Earth's core*, Academic Press, London, 1975.
302. *Jacobs J.A., Y. Kato, S. Matsushita and V.A. Troitskaya.* Classification of geomagnetic micropulsations. *J. Geophys. Res.*, **69**, 180—181, 1964.
303. *James R.W.* An equation for estimating westward drift. *J. Geomag. Geoelect.*, **20**, 429—431, 1968.
304. *Jancke E. and F. Emde.* *Tables of functions with formulae and curves*, 4th Edition, Dover, N. Y., 1945.

305. *Jeffreys H.* The Earth, 3rd Edition, Cambridge Uni. Press, Cambridge, 1952.
306. *Johnson E. A.* The limiting sensitivity of alternating current method of measuring small magnetic moments. *Rev. Sci. Inst.*, **9**, 263—266, 1938.
307. *Johnson E. A., T. Murphy and O. W. Torreson.* Prehistory of the Earth's magnetic field. *Terr. Mag.*, **53**, 349—372, 1948.
308. *Johnson F. S.* The driving force for magnetospheric convection. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 161—167, 1978.
309. *Johnson H. P.* Magnetisation of the ocean crust. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 215—226, 1979.
310. *Johnson R. T. and H. P. Merrill.* A direct test of the Vine—Matthews hypothesis. *Earth Planet. Sci. Lett.* **40**, 263—269, 1978.
311. *Johnston H. F., J. A. Fleming and H. E. McComb.* Magnetic instruments. In: J. A. Fleming (ed.). *Terrestrial magnetism and electricity*, McGraw-Hill, N. Y., 1939.
312. *Johnston H. S.* Global ozone balance in the natural stratosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, 637—649, 1975.
313. *Johnston M. J. S.* Local magnetic field variations and stress changes near a slip discontinuity on the San Andreas fault. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 511—522, 1978.
314. *Johnston M. J. S. and F. D. Stacey.* Magnetic disturbances caused by motor vehicles. *J. Geomag. Geoelect.*, **20**, 1—6, 1968.
315. *Johnston M. J. S. and F. D. Stacey.* Volcano-magnetic effects observed on Mt. Ruapehu N. Z. *J. Geophys. Res.*, **74**, 6541—6544, 1969
316. *Johnston M. J. S. and F. D. Stacey.* Transient magnetic anomalies accompanying volcanic eruptions in New Zealand. *Nature*, **224**, 1289—1290, 1969
317. *Johnston M. J. S., B. E. Smith and R. Mueller.* Tectonomagnetic experiments and observations in western USA. *J. Geomag. Geoelect.*, **28**, 85—97, 1976.
318. *Jones F. W.* The perturbation of linearly and circularly polarised geomagnetic fields by a non-symmetric two island structure at three periods. *J. Geomag. Geoelect.*, **26**, 295—310, 1974.
319. *Jones F. W. and L. J. Pascoe.* A general computer program to determine the perturbation of alternating electric currents in a two-dimensional model of a region of uniform conductivity with embedded inhomogeneity. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **24**, 3—30, 1971.
320. *Jones F. W. and L. J. Pascoe.* The perturbation of alternating geomagnetic fields by three dimensional conductivity inhomogeneities. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **27**, 479—495, 1972.
321. *Jones F. W. and A. T. Price.* The perturbation of alternating geomagnetic fields by conductivity anomalies. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **20**, 317—334, 1970.
322. *Jones F. W. and A. T. Price.* The geomagnetic effect of two-dimensional conductivity inhomogeneities at different depths. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **22**, 333—345, 1971.
323. *Jupp D. L. B. and K. Vozoff.* Two-dimensional magnetotelluric inversion. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **50**, 333—352, 1977.
324. *Jurdy D. M. and R. Van Der Voo.* True polar wander since the early Cretaceous. *Science*, **187**, 1193—1196, 1975.
325. *Kahle A. B. and E. H. Vestine.* Analysis of surface magnetic fields by integrals. *J. Geophys. Res.*, **68**, 5505—5515, 1963.
326. *Kaiser T. R.* The first suggestion of an ionosphere. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **24**, 865, 1962.

327. Kane M.F., D.S. Harwood and N.L. Hatch. Continuous magnetic profiling near ground level as a means of discriminating and correlating rock units. *Geol. Soc. Amer. Bull.*, **82**, 2449—2456, 1971.
328. Kavanagh L.D., J.W. Freeman and A.J. Chen. Plasma flow in the magnetosphere. *J. Geophys. Res.*, **73**, 5511—5519, 1968.
329. Keller G.V. and F.C. Frischknecht. *Electrical Methods in Geophysical Prospecting*, Pergamon Press, Oxford, 1966.
330. Kendall P.C. Ocean induction and shifting the spectrum. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **52**, 201—204, 1978.
331. Kennedy G.C. and G.H. Higgins. The core paradox. *J. Geophys. Res.*, **78**, 900—904, 1973.
332. Kertz W. Protokoll über das Symposium "Erdmagnetische Tiefensonderung". Saltzgitter—Lebenstedt, 1963.
333. Хитаров Н., Слуцкий Б. The effect of pressure on the melting temperatures of albite and basalt. *Geochem. Ing.* **1**, 193—197, 1965 (см. также *Geochem. Int.*, 1965, 1034—1041).
334. Klein D.P. and J.C. Larsen. Magnetic induction fields on Hawaii Island and their implications regarding electrical conductivity in the oceanic mantle. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **53**, 61—77, 1978.
335. Köhnlein W. Electron density models of the ionosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 341—354, 1978.
336. Kolm H.H. Search for magnetic monopoles. In: S.K. Runcorn (ed.). *The Application of Modern Physics to the Earth and Planetary Interiors*, Wiley, London, 1969.
337. Колонийцева Г.И. О распределении электрической проводимости в мантии Земли по данным о вековых вариациях геомагнитного поля. — *Геомагнетизм и аэрномия*, **12**, 1082—1085, 1972.
338. Ковтун А.А., Порохова Т.Н. Deep conductivity distribution on the Russian platform from results of combined magnetotelluric and global magnetovariational data interpretation. *J. Geomag. Geoelect.*, **32**, Suppl. 1, 105—113, 1980.
339. Krieger A.S., A.F. Timothy and E.C. Roelof. A coronal hole and its identification as the source of a high velocity solar wind stream. *Solar Phys.*, **29**, 506—525, 1973.
340. Lahiri B.N. and A.T. Price. Electromagnetic induction in nonuniform conductors and the determination of the conductivity of the Earth from terrestrial magnetic variations. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A237**, 509—540, 1939.
341. Langel R.A., R.H. Estes, G.D. Mead, E.B. Fabiano and E.R. Lancaster. Initial geomagnetic field model from MAGSAT vector data. *Geophys. Res. Letts.*, **7**, 793—796, 1980.
342. Larmor J. Possible rotational origin of magnetic fields of Sun and Earth. *El. Rev.*, **85**, 412, 1919.
343. Larsen J.C. Low frequency electromagnetic study of deep mantle electrical conductivity beneath the Hawaiian Islands. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **43**, 17—46, 1975.
344. Larsen J.C. and C.S. Cox. Lunar and solar daily variations in the magnetotelluric field beneath the ocean. *J. Geophys. Res.*, **71**, 4441—4445, 1966.
345. Larson R.C. and C.E. Helsley. Mesozoic reversal sequence. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, 174—176, 1975.
346. Lawrie J.A. Direction of geomagnetic fluctuations near coastlines. *N.Z. J. Geol. Geophys.*, **8**, 869—884, 1965.

347. *LeBorgne E. and J.C. Sibuet.* Sur l'orientation de vecteur de Parkinson dans les observatoires situées au nord-ouest de l'Afrique et au sud de l'Espagne. C.R. Acad. Sci. Paris, **267(B)**, 1113—1116, 1968.
348. *Leppaluoto D.A.* Melting of iron by significant structure theory. Phys. Earth Planet. Int., **6**, 175—181, 1972.
349. *Lewis J.S.* Consequences of the presence of sulphur in the core of the Earth. Earth Planet. Sci. Lett., **11**, 130—134, 1971.
350. *Lilley F.E.M.* Running waves and standing waves in geomagnetic depth sounding. J. Geomag. Geoelect., **27**, 491—504, 1975.
351. *Lilley F.E.M.* A magnetometer array study across southern Victoria and the Bass Strait area, Australia. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **46**, 165—184, 1976.
352. *Lilley F.E.M.* Magnetic daily variations compared between the east and west coasts of Canada. Canad. J. Earth. Sci., **16**, 585—592, 1979.
353. *Lilley F.E.M. and D.J. Bennet.* An array experiment with magnetic variometers near the coasts of south-east Australia. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **29**, 49—64, 1972.
354. *Lilley F.E.M. and R.L. Parker.* Magnetic daily variations compared between the east and west coasts of Australia. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **44**, 719—724, 1976.
355. *Lilley F.E.M. and M.N. Sloane.* On estimating electrical conductivity using gradient data from magnetometer arrays. J. Geomag. Geoelect., **28**, 321—328, 1976.
356. *Lincoln J.V.* Geomagnetic Indices. In: S. Matsushita and W.H. Campbell (ed.). Physics of Geomagnetic Phenomena. Academic Press, N.Y., 1967.
357. *Lincoln J.V.* Three letter symbols of magnetic stations. IAGA News, **16**, 129—148, 1977.
358. *Lindemann F.A.* Note on the theory of magnetic storms. Phil. Mag., **38**, 669—684, 1919.
359. *Lines L.R. and F.W. Jones.* The perturbation of alternating geomagnetic fields by three-dimensional island structures. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **32**, 133—154, 1973.
360. *Liu A. T. Y., C-I. Meng and S-I. Akasofu.* Search for the magnetic neutral line in the near earth plasma sheet. J. Geophys. Res., **82**, 1547—1565, 1977.
361. *Loper D.E.* Torque balance and energy budget for the precessionally driven dynamo. Phys. Earth Planet. Int., **11**, 43—60, 1975.
362. *Loper D.E.* The gravitationally powered dynamo. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **54**, 389—404, 1978.
363. *Loper D.E. and P.H. Roberts.* Possible and plausible states of the Earth's core. EOS Trans. AGU, **58**, 1129, 1977.
364. *Lortz D.* Exact solutions of the hydromagnetic dynamo problem. Plasma Phys., **10**, 967—972, 1968.
365. *Lowes F.J.* The torque on a magnet. Proc. Roy. Soc. Lond., **A337**, 555—567, 1974.
366. *Lowes F.J.* Spatial power spectrum of the main geomagnetic field, and extrapolation to the core. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **36**, 717—730, 1974.
367. *Lowes F.J. and I. Wilkinson.* Geomagnetic dynamo: a laboratory model. Nature, **198**, 1158—1160, 1963.
368. *Любимова Е.А.* Theory of thermal state of the Earth's mantle, In: T.F. Gaskell (ed.). The Earth's Mantle, Academic Press, London, 1967.
369. *Ляцкий В.Б., Мальцев Ю.П., Леонтьев С.В.* Three dimensional current system in different phases of a substorm. Planet. Space. Sci., **22**, 1231—1247, 1974.

370. *Maeda H.* On the residual part of the Sq field in the middle and lower latitudes during the IPY 1932—33. *J. Geomag. Geoelect.*, **5**, 39—51, 1953.
371. *Maeda K.* What is Sq? *IAGA Bull.* (second Scientific Assembly, Kyoto), **34**, 151, 1973.
372. *Maeda K. and H. Murata.* Ionospheric dynamo theory with the consideration of ionospheric current along the geomagnetic line of force. *Rep. Iono. Space Res. Japan*, **19**, 272—285, 1965.
373. *Malin S.R.C.* World wide distribution of geomagnetic tides. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A274**, 551—594, 1973.
374. *Malin S.R.C. and J.C. Gupta.* The Sq current system during the International Geophysical Year. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **49**, 515—529, 1977.
375. *Malin S.R.C. and A.M. Isikara.* Annual variation of the geomagnetic field. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **47**, 445—457, 1976.
376. *Malin S.R.C. and I. Saunders.* Rotation of the Earth's magnetic field. *Nature*, **245**, 25—26, 1973.
377. *Malkus W.V.R.* Precessional torques as a cause of geomagnetism. *J. Geophys. Res.*, **68**, 2871—2886, 1963.
378. *Malkus W.V.R.* Precession of the Earth as the cause of geomagnetism. *Science*, **160**, 259—264, 1968.
379. *Malkus W.V.R. and M.R.E. Proctor.* Macrodynamics of α -dynamoes in rotating fluids. *J. Fluid Mech.*, **67**, 417—443, 1975.
380. *Mankinen E.A. and G.B. Dalrymple.* Revised geomagnetic polarity time scale for the interval 0—5 my BP. *J. Geophys. Res.*, **84**, 615—626, 1979.
381. *Мансуров С.М.* Новые доказательства связи между магнитными полями космического пространства и Земли. — *Геомагнетизм и аэронавигация*, **9**, 768—770, 1969.
382. *Marriott R.T., A.D. Richmond and S.V. Venkateswaran.* The quiet time equatorial electrojet. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 311—340, 1979.
383. *Marton P.* Secular variation of the geomagnetic virtual dipole field during the last 2000 years from archaeomagnetic data. *Pure Appl. Geophys.*, **81**, 163—176, 1970.
384. *Mason R.G.* Spatial dependence of time variations of the geomagnetic field on Oahu, Hawaii. *EOS Trans. AGU*, **44**, 40, 1963.
385. *Matsushita S.* Solar quiet and lunar daily variation fields. In: S. Matsushita and W.H. Campbell (ed.). *Physics of Geomagnetic Phenomena*. Academic Press, N.Y., 1967.
386. *Matsushita S.* Geomagnetic disturbances and storms. In: S. Matsushita and W.H. Campbell (ed.). *Physics of Geomagnetic Phenomena*, Academic Press, N.Y., 1976.
387. *Matsushita S. and H. Maeda.* On the geomagnetic solar quiet daily variation field during the IGY. *J. Geophys. Res.*, **70**, 2535—2558, 1965.
388. *Maunder E.W.* Magnetic disturbances at Greenwich and their association with sunspots. *Mon. Not. Roy. Astro. Soc. Lond.*, **64**, 205—224, 1904.
389. *Mayaud P.N.* Derivation, Meaning and Use of the Geomagnetic Indices, *Geophysical Monograph No. 22*, AGU, Washington, 1980.
390. *Maynard N.C. and L.J. Cahill.* Measurement of the electrojet over India. *J. Geophys. Res.*, **70**, 5923—5936, 1965 a.
391. *Maynard N.C. and L.J. Cahill.* Preliminary results of measurements of Sq currents and the equatorial electrojet near Peru. *J. Geophys. Res.*, **70**, 5975—5978, 1965.

392. *McDonald K.L.* Penetration of the geomagnetic secular field through a mantle with variable conductivity. *J. Geophys. Res.*, **62**, 117—141, 1957.
393. *McDonald K.L. and R.H. Gunst.* Recent trends in the Earth's magnetic field. *J. Geophys. Res.*, **73**, 2057—2067, 1968.
394. *McElhinny M.W.* Palaeomagnetism and Plate Tectonics, Cambridge Uni. Press, Cambridge, 1973.
395. *McElhinny M.W. and R.T. Merrill.* Geomagnetic secular variation over the past 5 m. y. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, 687—708, 1975.
396. *McElhinny M.W. and W.E. Senanayake.* Palaeomagnetic evidence for the existence of the geomagnetic field 3.5 Gy ago. *J. Geophys. Res.*, **85**, 3523—3528, 1980.
397. *McGregor P.M.* Australian magnetic observatories. *BMR J. of Aust. Geol. Geophys.*, **4**, 361—372 (см. также BMR Record 1976/83), 1979.
398. *McIlwain C.E.* Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particles. *J. Geophys. Res.*, **66**, 3681—3691, 1961.
399. *McIlwain C.E.* Substorm injection boundaries. In: B.M. McCormac, (ed.). *Magnetospheric Physics*, D. Reidel Dordrecht, 1974.
400. *McKenzie D.P. and W.J. Morgan.* Evolution of triple junctions. *Nature*, **224**, 125—233, 1969.
401. *McNish A.G.* Terrestrial magnetic and ionospheric effects associated with bright chromospheric eruptions. *Terr. Mag.*, **42**, 109—122, 1937.
402. *McPherron R.L.* Magnetospheric substorms. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **17**, 657—680, 1979.
403. *Mead G.D.* Deformation of the geomagnetic field by the solar wind. *J. Geophys. Res.*, **69**, 1181—1195, 1964.
404. *Melchior P.* *The Earth Tides*, Pergamon Press, Oxford, 1966.
405. *Mercanton P.L.* Inversion de l'inclinaison magnétique terrestre aux ages géologiques. *Terr. Mag.*, **31**, 187—190, 1926.
406. *Merrill K.T. and M.W. McElhinny.* Anomalies in the time averaged palaeomagnetic field. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 309—323, 1977.
407. *Мишин В.М., Базаржапов А.Д.* Эффекты суточного вращения Земли на планетарные ионосферные системы электрических токов. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца, вып. 5. — Иркутск: СибИЗМИР, 1969, с. 3—27.
408. *Мишин В.М., Попов Г.В.* Эффекты суточного вращения Земли на токи в магнитосфере Земли (Г-эффекты). — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэрон. и физ. Солнца, вып. 19, ч. 2. — Иркутск, СибИЗМИР, 1971, с. 45—54.
409. *Mitra S.K.* *The upper atmosphere*, 2nd Edition, The Asiatic Society, Calcutta, 1952.
410. *Miyakoshi J.* Secular variation of Parkinson vectors in a seismically active region of middle Asia. *Fac. Gen. Education, Tottori Univ.*, **8**, 209—218, 1975.
411. *Mizutani H. and T. Ishido.* A new interpretation of magnetic field variations associated with the Matsushiro earthquake. *J. Geomag. Geoelect.*, **28**, 179—188, 1976.
412. *Moffatt H.K.* *Magnetic field generation in electrically conducting fluids*, Camb. Uni. Press, Cambridge, 1978.
413. *Morfill G.E., M. Scholer and D. Hovestadt.* Analysis of processes leading to localised electron enhancement in the outer radiation belt. *Planet. Space Sci.*, **23**, 1495—1506, 1975.

414. *Mundt W.* Einige statische Eigenschaften regionaler Z—und Bouguer Anomalien. Jahrb. 1964 Adolf-Schmidt Obs'y, 121—129, 1966.
415. *Munk W.H. and G.J.F. MacDonald.* The rotation of the Earth, Camb. Uni. Press, Cambridge, 1960.
416. *Nagata T.* Rock Magnetism, 2nd Edition, Maruzen, Tokyo, 1961.
417. *Nagata T.* Main characteristics of recent secular variation. *J. Geomag. Geoelect.*, **17**, 263—276, 1965.
418. *Nagata T.* Solar flare effect on the geomagnetic field. *J. Geomag. Geoelect.*, **18**, 197—219, 1966.
419. *Nagata T.* Tectonomagnetism. *IAGA Bull.*, **27**, 12—43, 1969.
420. *Nagata T.* Basic magnetic properties of rocks under the effect of mechanical stresses. *Tectonophys.*, **9**, 167—195, 1970.
421. *Nagata T.* Tectonomagnetism in relation to seismic activities of the Earth's crust. *J. Geomag. Geoelect.*, **28**, 99—111, 1976.
422. *Nagata T., Y. Arai and K. Momose.* Secular variation of the geomagnetic total force during the last 5000 y. *J. Geophys. Res.*, **68**, 5277—5281, 1963.
423. *Nelson J.H.* The gyromagnetic ratio of the proton. *J. Geophys. Res.*, **65**, 3826, 1960.
424. *Ness G., S. Levi and R. Couch.* Marine magnetic anomaly timescales for the Cenozoic and Late Cretaceous. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **18**, 753—770, 1980.
425. *Newton H.W.* Sudden commencements in the Greenwich magnetic records (1879—1944) and related sunspot data. *Mon. Not. Roy. Astro. Soc. Geophys. Suppl.*, **5**, 159—185, 1948.
426. *Niblett E.R. and K. Whitham.* Multidisciplinary studies of geomagnetic variation anomalies in the Canadian arctic. *J. Geomag. Geoelect.*, **22**, 99—111, 1970.
427. *Nicolet M.* On the production of nitric oxide by cosmic rays in the mesosphere and stratosphere. *Planet. Space Sci.*, **23**, 637—649, 1975.
428. *Nicoll M.A. and J.T. Weaver.* H—polarisation induction over an ocean edge coupled to the mantle by a conducting crust. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **49**, 427—441, 1977.
429. Секторная структура межпланетного магнитного поля и нарушения деятельности центральной нервной системы (Авт. Николаев Ю. С. и др.) — М.: ИЗМИРАН, 1976, препринт № 17/160. — 26 с.
430. *Ninkovich D.N., B.C. Opdyke, B.C. Heezen and J.H. Foster.* Palaeomagnetic stratigraphy, rates of deposition and tephrochronology in north Pacific deep sea sediments. *Earth Planet. Sci. Lett.*, **1**, 476—492, 1966.
431. *Nishida A.* Geomagnetic diagnosis of the magnetosphere. Springer Verlag, N. Y., 1978. [Имеется перевод: Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. Пер. с англ./Под ред. Я. И. Фельдштейна. — М.: Мир, 1980.]
432. *Nolte J.T., A.S. Krieger, A.F. Timothy, R.E. Gold, C.E. Roelof, G. Vaiana, A.T. Lazarus, J.D. Sullivan and P.S. McIntosh.* Coronal holes as a source of solar wind. *Solar Phys.*, **46**, 303—322, 1976.
433. *Novoselova M.R.* Magnetic anomalies of the Baikal Rift Zone and adjacent areas. *Tectonophys.*, **45**, 95—100, 1978.
434. *Nulman A.A., V.A. Shapiro, S.I. Maksimovskikh, N.A. Ivanov, J. Kim, R.S. Carmichael.* Magnetic susceptibility of magnetite under hydrostatic pressure and implications for tectonomagnetism. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 585—592, 1978.
435. *Oberg C.J. and M.E. Evans.* Spectral analysis of quaternary paleomagnetic data from British Columbia. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **51**, 691—700, 1977.
436. *Oldenburg D.W.* One dimensional inversion of natural source magnetotelluric observations. *Geophys.*, **44**, 1218—1244, 1979.

437. *Oldham C.H.G.* The $(\sin x)/x \cdot (\sin y)/y$ method for continuation of potential fields. In: Mining Geophysics. Soc. Expl. Geophys. 1967.
438. *Olson J.V. and G. Rostoker.* Pi2 pulsations and the auroral electrojet. Planet Space Sci., **23**, 1129—1139, 1975.
439. *Olson W.P.* The shape of the tilted magnetopause. J. Geophys. Res., **74**, 5642—5651, 1969.
440. *Onwumechilli A.* Geomagnetic variation in the equatorial zone. In: Physics of geomagnetic phenomena, Ed. S. Matsushita and W. Campbell, Academic Press, N.Y., 1967.
441. *Opdyke N.D., B. Class, J.D. Hays and J. Foster.* Palaeomagnetic study of Antarctic deep sea cores. Science, **154**, 349—357, 1966.
442. *Opdyke N.D., D.V. Kent and W. Lowrie.* Details of magnetic polarity transitions recorded in a high deposition rate deep sea core. Earth Planet. Sci. Lett., **20**, 315—324, 1973.
443. *Orange A.S. and F.X. Bostick.* Magnetotelluric micropulsations at widely spaced stations. J. Geophys. Res., **70**, 1407—1413, 1965.
444. *Orgel A.R. and J.C. Smith.* Test of the magnetic theory of homing. Science, **120**, 891—892, 1954.
445. *Orr D.* Magnetic pulsations within the magnetosphere: a review. J. Atmos. Terr. Phys., **35**, 1—50, 1973.
446. *Osemeikhian J.E. and J.E. Everett.* Anomalous magnetic variations in south western Scotland. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **15**, 361—366, 1968.
447. *Packard M.E. and R.H. Varian.* Free nuclear induction in the Earth's magnetic field. Phys. Rev., **93**, 941, 1954.
448. *Papadopoulos K.* A review of anomalous resistivity for the ionosphere. Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 113—127, 1977.
449. *Parasnis D.S.* Mining geophysics. Elsevier, Amsterdam, 1966.
450. *Parker E.N.* Interaction of the solar wind with the geomagnetic field. Phys. Fluids, **1**, 171—187, 1958.
451. *Parker E.N.* Dynamical properties of the magnetosphere. In: Physics of the magnetosphere. Ed. R.L. Carovillano, J.F. McClay and H.R. Radoski, D. Reidel, Dordrecht, 1968.
452. *Parker R.L.* The inverse problem in electrical conductivity in the mantle. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **22**, 121—138, 1970.
453. *Parkinson W.C., W.E. Scott, F.W. Wood and E. Balsam.* Magnetic results from Watheroo Observatory, Western Australia, C.I.W. Publ., **175**, Washington, 1950.
454. *Parkinson W.D.* Magnetic variations over the oceans. Geomagnetica, publicação comemorativa do 50º aniversário de San Miguel, 1962.
455. *Parkinson W.D.* The influence of continents and oceans on geomagnetic variations. Geophys. J. Roy. Astro. Soc., **6**, 441—449, 1962.
456. *Parkinson W.D.* Mapping the magnetic field in Australia. Aust. Physicist, **3**, 127—131, 1966.
457. *Parkinson W.D.* An analysis of the geomagnetic diurnal variation during the International Geophysical Year. Gerlands Beitr. Geophys., **80**, 199—232, 1971.
458. *Parkinson W.D.* The computation of electric currents induced in the oceans. J. Geomag. Geoelect., **27**, 33—46, 1975.
459. *Parkinson W.D.* An analysis of the geomagnetic diurnal variation during the International Geophysical Year. Aust. Bur. Min. Res. Bull., **173**, 1977.
460. *Parkinson W.D. and F.W. Jones.* The geomagnetic coast effect. Rev. Geophys. Space Phys., **17**, 1999—2015, 1979.

461. *Pascoe L.J. and F.W. Jones.* Boundary conditions and calculation of surface values for the general two-dimensional electromagnetic induction problem. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **27**, 179—193, 1972.
462. *Paul J.H.* The last cruise of the Carnegie. *Williams and Wilkins*, Baltimore, 1932.
463. *Piwinski A.J. and A. Duba.* High temperature electrical conductivity of albite. *Geophys. Res. Lett.*, **1**, 209—211, 1974.
464. *Poehls K.A. and D.D. Jackson.* Teconomagnetic event detection using empirical transfer functions. *J. Geophys. Res.*, **83**, 4933—4940, 1978.
465. *Poehls K.A. and R.P. Von Herzen.* Electrical resistivity structure beneath the north west Atlantic Ocean. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **47**, 331—346, 1976.
466. *Porath H. and D.I. Gough.* Mantle conductivity structures in the western United States from magnetometer array studies. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **22**, 261—275, 1971.
467. *Pospeev V.I. and V.I. Mikhalevsky.* Deep magnetotelluric surveys of the south of the Siberian platform and in the Baikal Rift Zone. In: *Geoelectric and Geothermal Studies*. Ed. A. Adam, Adademiai Kiado, Budapest, 1976.
468. *Presnall D.C., C.L. Simons and H. Porath.* Changes in electrical conductivity of a synthetic basalt during melting. *J. Geophys. Res.*, **77**, 5665—5672, 1972.
469. *Press F.* Some implications on mantle and crustal structure from *G*-waves and Love waves. *J. Geophys. Res.*, **64**, 565—568, 1959.
470. *Presti D. and J.D. Pettigrew.* Ferromagnetic coupling to the muscle receptors as a basis for geomagnetic field sensitivity in animals. *Nature*, **285**, 99—101, 1980.
471. *Price A.T.* The induction of electric currents in non-uniform thin sheets and shells. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, **2**, 283—310, 1949.
472. *Price A.T.* The theory of magnetotelluric methods when the source field is considered. *J. Geophys. Res.*, **67**, 1907—1918, 1950.
473. *Price A.T.* Electromagnetic induction in a semi-infinite conductor with a plane boundary. *Quart. J. Mech. Appl. Math.*, **3**, 385—410, 1949.
474. *Price A.T.* Magnetic disturbance and the Earth's main field. *J. Geophys. Res.*, **67**, 4309—4317, 1962.
475. *Price A.T.* Daily variation of the geomagnetic field. *Space Science Rev.*, **9**, 151—197, 1968.
476. *Price A.T.* The theory of geomagnetic induction. *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 227—233, 1973.
477. *Price A.T. and K.L. McDonald.* (см. McDonald, 1957).
478. *Price A.T. and D.J. Stone.* The quiet day magnetic variations during the IGY. *Annals of the IGY 35*, Part III, 1964.
479. *Price A.T. and G.A. Wilkins.* New method for the analysis of geomagnetic fields and their application to the Sq field of 1932—33. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A256**, 31—98, 1963.
480. *Пудовкин И.М., Валуева Г.Е.* О причинах так называемого западного дрейфа геомагнитного поля. — *Геомагн. и аэрон.*, **7**, № 5, 923—926, 1967.
481. *Пудовкин И.М., Валуева Г.Е.* О характере дрейфа главного эксцентричного геомагнитного диполя. — *Геомагн. и аэрон.*, **12**, № 3, 513—518, 1972.
482. *Quilty J.H.* Gippsland Basin airborne magnetic surveys. *Aust. Bur. Min. Resour. Report.*, **95**, 1965.
483. *Ruspopov O.M. and L.J. Lanzerotti.* Investigation on Pc3 frequency geomagnetic pulsations in conjugate areas around $L = 4$. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **14**, 577—589, 1976.

484. *Ratcliffe J.A.* An introduction to the ionosphere and magnetosphere. Camb. Uni. Press, Cambridge, 1972.
485. *Rawer K., D. Bilitza and S. Ramakrishna.* Coals and status of the international reference ionosphere. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **16**, 177—182, 1978.
486. *Rees D.* Rocket measurements of annual mean prevailing diurnal and semi-diurnal winds. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 253—265, 1979.
487. *Rees D.* Midlatitude winds and electric fields in the lower thermosphere. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 267—286, 1979.
488. *Rees M.H. and R.G. Roble.* Observations and theory of the formation of stable auroral red arcs. *Rev. Geophys. Space Phys.* **13**, 201—242, 1975.
489. *Reichenbach K. Von.* Researches on magnetism, electricity, heat, light, crystallization and chemical attraction in their relation to the vital force (with a Foreword by L. Shepard), University Books, Syracuse, 1974.
490. *Richter C.F.* Elementary seismology. W.H. Freeman. San Francisco, 1958.
491. *Riddell P.A.* Magnetic observations at the Dayton iron deposit. In: Mining Geophysics, Soc. Expl. Geophys., 1966.
492. *Rikitake T.* Electromagnetic induction within the Earth and its relation to the electrical state of the Earth's interior. *Bull. Earthquake Res. Inst. Japan*, **28**, 45—100.
493. *Rikitake T.* Electromagnetism and the Earth's interior, Elsevier, Amsterdam, 1966.
494. *Rikitake T.* Geomagnetism and earthquake prediction. *Tectonophys.*, **6**, 59—68, 1968.
495. *Rikitake T.* Conductivity anomaly in the Earth's crust and mantle. *Earth Sci. Rev.*, **7**, 35—65, 1971.
496. *Rikitake T.* Global electrical conductivity of the Earth. *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 245—250, 1973.
497. *Rikitake T.* Earthquake prediction. Elsevier, Amsterdam, 1976.
498. *Rishbeth H.* The F-layer dynamo. *Planet Space Sci.*, **19**, 263—267, 1971.
499. *Rishbeth H. and O.K. Carriot.* Introduction to ionospheric Physics Academic Press, N.Y., 1969.
500. *Ritter E.* Results of geoelectromagnetic deep sounding in Europe. *Gerlands Beitr. Geophys.*, **84**, 261—273, 1975.
501. *Roach F.E. and J.A. Roach.* Stable 6300 Å auroral arcs in midlatitudes. *Planet Space Sci.*, **11**, 523—545, 1963.
502. *Roberts J.B.* Windarra nickel deposit. In: Economic geology of Australia and Papua New Guinea, Ed. C.L. Knight, Aust. Inst. Mining Metallurgy, 1975.
503. *Roberts P.H.* An introduction to magnetohydrodynamics, Longman Green & Co., London, 1967.
504. *Robert P.H. and A.M. Soward.* Magnetohydrodynamics of the Earth's core. *Ann. Rev. Fluid Mech.*, **4**, 117—154, 1972.
505. *Rocard Y.* Actions of a very weak magnetic gradient — the reflex of the dowser. In: Biological effects of magnetic fields, Ed. M.F. Barnothy, Plenum Press, N.Y., 1964.
506. *Rochester M.G., J.A. Jacobs, D.E. Smylie and K.F. Chong.* Can precession power the geomagnetic dynamo? *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **43**, 661—678, 1975.
507. *Roederer J.G.* Global problems in magnetospheric plasma physics and prospects for their solution. *Space Sci. Rev.*, **21**, 23—71, 1977.
508. *Rokityansky I.I., V.K. Amirov, S.N. Kulik, I.M. Logvinov and V.N. Shuman.* The electric conductivity anomaly in the Carpathians. In: Geoelectric and Geothermal Studies, Ed. A. Adam, Akademiai Kiado, Budapest, 1976.

509. *Rooney D. and V. R. S. Hutton.* A magnetotelluric and magnetovariational study of the Gregory Rift Valley. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **51**, 91—119, 1977.
510. *Rostoker G.* Geomagnetic indices. *Rev. Geophys. Space Phys.* **10**, 935—950, 1972.
511. *Rucker A. W.* The secondary magnetic field of the earth. *Terr. Mag.* **4**, 113—129, 1899.
512. *Russell C. T. and R. L. McPherron.* Semiannual variation of geomagnetic activity. *J. Geophys. Res.*, **78**, 92—108, 1973.
513. *Saito T.* Statistical studies on three types of geomagnetic continuous pulsations. *Sci. Rep. Tohoku Univ.* 14 (5th series), 81—106, 1962.
514. *Saito T.* Geomagnetic pulsations. *Space Sci. Rev.*, **10**, 320—412, 1969.
515. *Saito T., T. Sakurai and Y. Koyama.* Association between Pi2 pulsations and magnetic substorms. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **38**, 1265—1277, 1976.
516. *Sano Y.* Time changes of transfer functions at Kakioka related to earthquake occurrence. *Geophys. Mag. Tokyo*, **39**, 93—117, 1980.
517. *Sasai Y.* Spatial dependence of short period geomagnetic variations on Oshima. *Bull. Earthquake Res. Inst. Japan*, **46**, 907—926, 1968.
518. *Sasajima S.* Geomagnetic secular variation revealed in the baked earth of west Japan. *J. Geomag. Geoelect.*, **17**, 413—416, 1965.
519. *Schloessin H. H. and J. A. Jacobs.* Dynamics of a fluid core with inward growing boundaries. *Canad. J. Earth Sci.*, **17**, 72—89, 1980.
520. *Schmidt A.* Das erdmagnetische Aussenfeld. *Zeit. j. Geophys.*, **1**, 1—13, 1924.
521. *Schmidt-Koenig K.* Migration and homing in animals. Springer Verlag, Berlin, 1975.
522. *Schmucker U.* Conductivity anomalies with reference to the Andes. In: The application of modern physics to the Earth and planetary interiors, Ed. K. S. Runicorn, John Wiley, N. Y., 1969.
523. *Schmucker U.* Anomalies of geomagnetic variations in the southwestern United States. *Scripps. Inst. Oceanog. Bull.* 13, 523.
524. *Schuster A.* The diurnal variation of terrestrial magnetism. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond.*, **A180**, 467—518.
525. *Schuster A.* A critical examination of the possible causes of terrestrial magnetism. *Proc. Phil. Soc. Lond.*, **24**, 121—137, 1912.
526. *Schwartz E. J. and D. T. A. Symons.* Geomagnetic intensity between 100 million and 2500 million years ago. *Phys. Earth Planet. Int.*, **2**, 11—18, 1969.
527. *Sedmik E. C. E.* Savage river magnetic survey. *Aust. Bur. Min. Resour. Record* 1961/138 (unpubl.), 1961.
528. *Shalley J. M.* Sign convection in magnetometry for southern hemisphere. *Aust. Soc. Expl. Geophys. Bull.*, **3**, 51—53, 1972.
529. *Shapiro V. A., K. N. Abdullabekov.* An attempt to observe a seismomagnetic effect during the Gazly 17th May 1978 earthquake. *J. Geomag. Geoelect.* **30**, 487—492.
530. *Shapiro V. A., A. L. Aleinikov, A. A. Nulman, V. A. Pyenkov and A. V. Zubkov.* Secular variation anomalies and aseismic geodynamics in the Urals. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 493—502, 1978.
531. *Shapiro V. A., A. N. Pushkov, K. N. Abdullabekov, E. B. Berdaliev, M. Y. Muminov.* Geomagnetic investigations in the seismoactive regions of Middle Asia. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 503—509, 1978.
532. *Sharma P. V.* Demagnetisation effects of a rectangular prism. *Geophys.* **33**, 132—134, 1968.
533. *Sharma P. V.* Geophysical methods in geology. Elsevier, Amsterdam, 1976.

534. *Shaw J.* Rapid changes in the magnitude of the archaeomagnetic field. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **58**, 107—116, 1979.
535. *Siebert M.* Atmospheric tides. *Adv. in Geophys.*, **7**, 105—187, 1961.
536. *Skovorodkin Y.P., L.S. Bezuglaya and T.V. Guseva.* Tectonomagnetic studies in Tajikistan. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 481—486, 1978.
537. *Sleptan J.* Physical basis of bird navigation. *J. Appl. Phys.*, **19**, 306, 1948.
538. *Smith B.E. and M.J.S. Johnston.* A tectonic effect observed before a magnitude 5.2 earthquake near Hollister, California. *J. Geophys. Res.*, **81**, 3556—3560, 1976.
539. *Smith B.E., M.J.S. Johnston and R.O. Burjord.* Local variations in magnetic field. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 539—548.
540. *Smith P.J.* Petrus Peregrinus epistola. *Earth Sci. Rev.*, **6**, A11—A17, 1970.
541. *Smith P.J. and J. Needham.* Magnetic declination in mediaeval China. *Nature*, **214**, 1213—1214, 1967.
542. *Smythe W.R.* Static and dynamic electricity. 2nd edition, McGraw Hill, N.Y., 1950.
543. *Spieß F.N. and J.D. Mudie.* Small scale topographic and magnetic features. In: *The sea*, v. 4, Ed. A.E. Maxwell, Interscience, N.Y., 1971.
544. *Srivastava B.J. and H. Abbas.* Geomagnetic secular variation in India, regional and local features. *J. Geomag. Geoelect.*, **29**, 51—64, 1977.
545. *Srivastava S.P.* Theory of the magnetotelluric method for a spherical conductor. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **11**, 373—387, 1966.
546. *Stacey F.D.* A generalised theory of thermoremanence covering the transition from single domain to multidomain magnetite grains. *Phil. Mag.*, **7**, 1887—1900, 1962.
547. *Stacey F.D.* The physical theory of rock magnetism. *Adv. in Phys.*, **12**, 45—133, 1963.
548. *Stacey F.D.* The seismomagnetic effect. *Pure Appl. Geophys.*, **58**, 5—22, 1964.
549. *Stacey F.D.* Physical properties of the Earth's core. *Geophys. Surveys*, **1**, 99—119, 1972.
550. *Stacey F.D.* The coupling of the core to the precession of the Earth. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **33**, 47—55.
551. *Stacey F.D.* *Physics of the Earth*, 2nd Edition, John Wiley, N.Y., 1977.
552. *Stacey F.D. and S.K. Banerjee.* The physical principles of rock magnetism, Elsevier, Amsterdam, 1974.
553. *Stacey F.D. and M.J.S. Johnston.* Theory of piezomagnetic effect in titanomagnetite bearing rocks. *Pure Appl. Geophys.*, **97**, 146—155, 1972.
554. *Stacey F.D., K.G. Barr and G.R. Robson.* The volcanomagnetic effect. *Pure Appl. Geophys.*, **62**, 96—104.
555. *Steele W.K.* Remanent magnetisation of ash from the May, 18, 1980 eruption of Mount St. Helens. *Geophys. Res. Lett.*, **8**, 213—216, 1981.
556. *Stegena L.* Geothermics, magnetotellurics and tectonophysics of the Pannonian Basin. In: *Goelectric and Geothermal studies*. Ed. A. Adam, Akademiai Kiado, Budapest, 1976.
557. *Stehli F.G.* A test of the Earth's magnetic field during Permian times. *J. Geophys. Res.*, **75**, 3325—3342.
558. *Steppe J.A.* Reducing noise in tectonomagnetic experiments by linear regression. *J. Geophys. Res.*, **84**, 3063—3067.
559. *Stewart B.* *Terrestrial Magnetism*. In: *Encyclopedia Britannica*, 9th Edition, 1882.
560. *Stott P.M. and F.D. Stacey.* Magnetostriction and palaeomagnetism of igneous rocks. *J. Geophys. Res.*, **65**, 2419—2424, 1960.

561. *Stoyko N.* Sur l'irrégularité de la rotation de la terre. C.R. Acad. Sci. Paris, **203**, 39—40.
562. *Strangway D.W.* History of the Earth's magnetic field, McGraw-Hill, N.Y., 1970.
563. *Strobel D.E., C.B. Opal and R.R. Meier.* Nonsolar photoionisation sources. IAGA Takao Tohmatu Session, IUGG General Assembly, Canberra (see also EOS **61**, 595).
564. *Sugiura M.* Hourly values of equatorial DSt for the IGY. Ann. International Geophys. Year, **35**, 9, 1964.
565. *Suzuki A.* Return flow of the equatorial electrojet. J. Geomag. Geoelect., **25**, 249—258, 1973.
566. *Suzuki A.* A new analysis of the Sq field. J. Geomag. Geoelect. **25**, 259—280, 1973.
567. *Svalgaard L.* Polar cap magnetic variations and their relationship with the interplanetary magnetic sector structure. J. Geophys. Res., **78**, 2064—2078, 1973.
568. *Swann W.F.G.* A generalisation of electrodynamics. Phil. Mag., **3**, 1088—1136.
569. *Tarling D.H.* Principles and applications of palaeomagnetism. Chapman & Hall, London, 1971.
570. *Thellier E. and Thellier O.* Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. Ann. Geophys. **15**, 285—376, 1959.
571. *Тихонов А.Н.* Определение электрических характеристик глубоких слоев земной коры. — ДАН СССР XXIII № 2, 295—299, 1950.
572. *Till R.* Statistical methods for Earth scientists. MacMillan, London, 1974.
573. *Tipper D.D. and R. Gerdes.* Laverton—Edjudina airborne magnetic and radiometric survey. Aust. Bur. Min. Resour. Bull., 1971.
574. *Torreson O.W., W.E. Scott and H.E. Stanton.* A conspicuous solar eruption on April 8, 1936, and simultaneous disturbances on magnetic ionospheric and earth current records at Huancayo Magnetic Observatory. Terr. Mag., **41**, 199—201, 1936.
575. *Tozer D.C.* Interpretation of upper mantle electrical conductivities. Tectonophys., **56**, 147—163, 1979.
576. *Tozer D.C.* The mechanical and electrical properties of the Earth's asthenosphere. Phys. Earth Planet. Int., **25**, 273—289, 1981.
577. *Troitskaya V.A.* Micropulsations and the state of the magnetosphere. In: Solar terrestrial physics. Ed. J.W. King and W.S. Newman, Academic Press, N.Y., 1967.
578. *Uffen R.J.* Influence of the Earth's core on the origin of life. Nature, **198**, 143—144, 1963.
579. *Untiedt J.* Conductivity anomalies in central and southern Europe. J. Geomag. Geoelect., **22**, 131—149, 1970.
580. *Uyeda S. and T. Rikitake.* Electrical conductivity anomaly and terrestrial heat flow. J. Geomag. Geoelect., **22**, 75—90, 1970.
581. *Vacquier V.* Short time magnetic fluctuations of local character. Terr. Mag. **42**, 17—28, 1937.
582. *Vacquier V.* Geomagnetism in marine geology. Elsevier, Amsterdam, 1972.
583. *Van Riper W. and E.R. Kalmabach.* Homing not hindered by wing magnets. Science, **115**, 577—578, 1952.
584. *Ваньян Л.Л.* Теоретические основы частотного зондирования. — В сб.: Геофизические исследования земной коры. — М., с. 5—16, 1976.
585. *Vanyan L.L.* Deep geoelectric models. Phys. Earth Planet. Int., **25**, 290—305, 1981.

586. Ваньян Л.Л., Бутковская А.Е. Магнитотеллурические исследования слоистых сред. — М.: Недра, 1980.
587. Vanyan L.L., E.P. Kharin and P.E. Shilovsky. On the upper mantle electrical conductivity near the Bermudas. *Phys. Earth Planet. Int.* **16**, P7—P9, 1978.
588. Varian R.H. Remarks on "A physical basis of bird navigation". *J. Appl. Phys.* **19**, 306—307, 1948.
589. Vasseur G. and P. Weidelt. Bimodal electromagnetic induction in non-uniform thin sheets with application to the northern Pyrenean induction anomaly. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **51**, 669—690, 1977.
590. Verhoogen J. Heat balance of the Earth's core. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **4**, 276—281, 1961.
591. Verhoogen J. Thermal regime of the Earth's core. *Phys. Earth Planet. Int.*, **7**, 47—58, 1973.
592. Verma R.K. and G.S. Mital. Palaeosecular variation in India during Middle Cretaceous to Eocene times. *J. Geomag. Geoelect.* **26**, 73—78, 1974.
593. Verosub K.L. Depositional and post-depositional processes in the magnetisation of sediments. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 129—143, 1977.
594. Verosub K.L. and S.K. Banerjee. Geomagnetic excursions and their palaeomagnetic record. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **15**, 145—155, 1977.
595. Vestine E.H. On the analysis of surface magnetic fields by integrals. *Terr. Mag.*, **46**, 27—41, 1941.
596. Vestine E.H. On variations of the geomagnetic field, fluid motions and the rate of the Earth's rotation. *J. Geophys. Res.*, **58**, 127—145, 1953.
597. Vestine E.H. The Earth's core. *Trans. AGU*, **35**, 63—72, 1954.
598. Vine F.J. Spreading of the ocean floors. *Science*, **154**, 1405—1415, 1966.
599. Vine E.J. and H.H. Hess. Sea floor spreading. In: *The Sea*. Vol. 4, Part 2, Ed. A.E. Maxwell, Wiley, N.Y., 1970.
600. Vine F.J. and D.H. Matthews. Magnetic anomalies over oceanic ridges. *Nature*, **199**, 947—949.
601. Vine F.J. and J.T. Wilson. Magnetic anomalies over a young oceanic ridge. *Science*, **150**, 485—489, 1965.
602. Vogt P.R. Amplitude of ocean magnetic anomalies and the chemistry of ocean crust. *Canad. J. Earth Sci.*, **16**, 2236—2262, 1979.
603. Vogt P.R., C.N. Anderson, D.R. Bracy and E.D. Schneider. North Atlantic smooth zone. *J. Geophys. Res.*, **75**, 3955—3968, 1970.
604. Volarovich M.P. and E.I. Parkhomenko. Electrical properties of rocks. In *Geoelectric and geothermal studies*. Ed. A. Adam, Akademiai Kiado, Budapest, 1976.
605. Volland H. and J. Taubenheim. On the ionospheric current system of the geomagnetic solar flare effect. *J. Atmos. Terr. Phys.* **12**, 258—265, 1958.
605. Voppel D. Erdmagnetische Variationen auf ozeanischen Inseln. Sonderdr. aus der *Deutschen Hydrogr. Zeit.*, **4**, 179—182, 1964.
607. Vozoff K. The magnetotelluric method in the exploration of sedimentary basins. *Geophys.* **37**, 98—141, 1972.
608. Vozoff K. and C.M. Swift. Magneto-telluric measurements in the north German basin. *Geophys. Prospect*, **16**, 454—473, 1968.
609. Walcott C. and R.P. Green. Orientation of homing pigeons altered by a change in the direction of an applied magnetic field. *Science*, **184**, 180—182, 1974.
610. Walcott G., J.L. Gould and J.L. Kirschvink. Pigeons have magnets. *Science*, **205**, 1027—1029, 1979.

611. *Ware R.H. and P.L. Bender.* Noise reduction techniques for use in determining local geomagnetic field changes. *J. Geomag. Geoelect.*, **30**, 533—537, 1978.
612. *Warren R.F., J.G. Sclater, V. Vacquier and R.F. Roy.* A comparison of terrestrial heat flow and transient geomagnetic fluctuations in the south western United States. *Geophys.*, **34**, 463—478, 1969.
613. *Watkins J.S. and W.H. Geddes.* Magnetic anomalies and possible orogenic significance of geologic structure of the Atlantic shelf. *J. Geophys. Res.*, **70**, 1357—1361, 1965.
614. *Watkins N.D.* A palaeomagnetic observation of Miocene geomagnetic secular variation in Oregon. *Nature*, **206**, 879—882, 1965.
615. *Watkins N.D. and H.G. Goodell.* Geomagnetic polarity change and faunal extinction in the southern ocean. *Science*, **156**, 1083—1087, 1967.
619. *Watson G.S. and E. Irving.* Statistical methods in rock magnetism. *Mon. Not. Roy. Astro. Soc. Geophys. Suppl.*, **7**, 289—300, 1957.
617. *Watt C.J.* Anomalous magnetisation of some Tasmanian igneous rocks. Thesis. Uni. of Tasmania (unpubl.), 1971.
618. *Weidelt P.* The electromagnetic induction in two thin half sheets. *Zeit. Geophys.*, **37**, 649—665.
619. *Weidelt P.* The inverse problem of geomagnetic induction. *Zeit. Geophys.*, **38**, 257—289, 1972.
620. *Wescott E.M., R.N. De Witt and S.I. Akasofu.* The Sq variation at geomagnetically conjugate areas. *J. Geophys. Res.*, **68**, 6377—6382, 1963.
621. *White F.W.G.* Electromagnetic waves, Methuen, London, 1942.
622. *Whitham K. and F. Anderson.* Magnetotelluric experiments in northern Ellesmere Island. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **10**, 317—345, 1965.
623. *Whitworth R.W. and H.V. Stopes-Roe.* Experimental demonstration that the couple on a bar magnet depends on H , not B . *Nature*, **234**, 31—32, 1971.
624. *Wienert K.A.* Notes on geomagnetic observatory and survey practice, UNESCO, Paris 1970.
625. *Wiese H.* Geomagnetische Tiefenetellurik. *Geophys. Pura e Appl.*, **52**, 83—103, 1962.
626. *Wilhelm K., J.W. Munch and G. Kremser.* Fluctuations of the auroral zone current system and geomagnetic pulsations. *J. Geophys. Res.*, **82**, 2105—2116, 1977.
627. *Wilhelm M.K.* Non random influence of external sources on a geomagnetic induction anomaly in the northern part of Greenland. *Geophys. J. Roy. Astro. Soc.*, **16**, 259—273, 1968.
628. *Wilson E.* On the susceptibility of feebly magnetic bodies as affected by compression. *Proc. Roy. Soc. Lond.*, **A101**, 445—452, 1922.
629. *Wilson J.T.* A new class of faults and their bearing on continental drift. *Nature*, **207**, 343—347, 1965.
630. *Wilson R.I.* Palaeomagnetism and rock magnetism. *Earth Sci. Rev.*, **1**, 175—212, 1966.
631. *Wilson R.L. and N.D. Watkins.* Correlation of petrology and natural magnetic polarity in Columbia Plateau basalts. *Geophys. J. Roy. Astr. Soc.*, **7**, 194—202, 1967.
632. *Wilson R.L., C.R. Johnson, A.G. MacCormac and D.R. Barbaclough.* A geomagnetic test of Maxwell's equations. *IAGA Bull.*, **41**, 128, 1977.
633. *Winch D.E.* Noncyclic variation and Sq. *Pure Appl. Geophys.*, **61**, 45—51, 1965.
634. *Winch D.E. and L. Slautchajs.* Geomagnetic multipoles 1829 to 1960. *Pure Appl. Geophys.*, **63**, 121—132, 1966.

635. *Won I.J. and J.T. Kuo.* Oscillations of the Earth's inner core and its relation to the generation of the geomagnetic field. *J. Geophys. Res.*, **78**, 905—911, 1973.
636. *Woods D.V. and F.E.M. Lilley.* Geomagnetic induction in central Australia. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 449—458, 1979.
637. *Yamazaki Y.* Electrical conductivity of strained rocks. *Bull. Earthquake. Res. Inst. Japan*, **44**, 1553—1570, 1966.
638. *Yanagihara K.* Secular variation of the electrical conductivity anomaly in the central part of Japan. *Mem. Kakioka Magn. Obs'y*, **15**, 1—11, 1972.
639. *Yeagley H.L.* Preliminary study of the physical basis of bird navigation. *J. Appl. Phys.* **18**, 1035—1063, 1947, and **22**, 746—760, 1951.
640. *Yukutake T.* The effect of changes in the geomagnetic dipole moment on the rate of the Earth's rotation. *J. Geomag. Geoelect.*, **24**, 19—47, 1972.
641. *Yukutake T. and J.C. Cain.* Solar cycle variations of the first degree spherical harmonic components of the geomagnetic field. *J. Geomag. Geoelect.*, **31**, 509—544, 1979.
642. *Yukutake T. and H. Tachinaka.* Separation of the Earth's magnetic field into the drifting and standing parts. *Bull. Earthquake Res. Inst. Japan*, **47**, 65—97, 1969.
643. *Zietz I.* Aeromagnetic investigations of the Earth's crust in the U.S. In: *The Earth's crust and upper mantle*, AGU Monogr. 13, Ed. P.J. Hart, 1969.
644. *Zietz I. and B.K. Battacharyya.* Magnetic anomalies over the continents and their analysis. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**, part 3, 176—179, 1975.
645. *Zimmermann J.E. and W.H. Campbell.* Tests of cryogenic SQUID for geomagnetic field measurements. *Geophys.*, **40**, 269—284, 1975.

ДОПОЛНИТЕЛЬНАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1* *М.Н. Бердичевский, М.С. Жданов.* Интерпретация аномалий переменного электромагнитного поля Земли. — М.: Недра, 1981.
- 2* *А.В. Гудельми, В.А. Троицкая.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. — М.: Наука, 1973.
- 3* *М.С. Жданов.* Аналогии интеграла типа Коши в теории геофизических полей. — М.: Наука, 1984.
- 4* *С.И. Исаев, М.М. Пудовкин.* Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. — М.: Наука, 1972.
- 5* *Н.М. Ротанова, А.Н. Пушков.* Глубинная электропроводность Земли. — М.: Наука, 1982.
- 6* *А.Н. Храмов, Л.Е. Шолто.* Палеомагнетизм. — Л.: Недра, 1967.
- 7* *Б.М. Яновский.* Земной магнетизм. — Изд-во Ленинградского университета, 1978.

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие редактора перевода	5
Предисловие автора к русскому изданию	8
Предисловие	9
Глава 1. ВВЕДЕНИЕ	13
1.1. Геомагнитное поле	13
1.2. Составляющие полного поля	15
1.3. Физические основы магнетизма	20
1.4. Категории геомагнитных измерений	61
1.5. Магнитные приборы	65
1.6. Магнитные обсерватории	84
Глава 2. ГЛАВНОЕ ПОЛЕ	98
2.1. Анализ и морфология главного поля	98
2.2. Вековая вариация	118
2.3. Проблема происхождения главного поля	137
2.4. Магнитная гидродинамика	142
2.5. Гидромагнитные динамо	153
2.6. Энергетические аспекты динамо	165
Глава 3. ЛОКАЛЬНОЕ ПОЛЕ	173
3.1. Магнетизм горных пород	174
3.2. Палеомагнетизм	194
3.3. Аномалии на суше. Магнитная разведка	220
3.4. Аномалии океанического дна и срединг	254
3.5. Тектономагнетизм	269
Глава 4. ВНЕШНИЕ ПОЛЯ	280
4.1. Электропроводность плазмы	280
4.2. Ионосфера	291
4.3. Магнитосфера	312
4.4. Суточные вариации	329
4.5. Магнитные бури и суббури	354
4.6. Пульсации и эффекты солнечных вспышек	376
Глава 5. ИНДУЦИРОВАННЫЕ ПОЛЯ	388
5.1. Теория избыточных токов	289
5.2. Глобальная структура электропроводности	408
5.3. Аномалии электропроводности	414
5.4. Значение электрической проводимости	428

Глава 6. РАЗНЫЕ ВОПРОСЫ	437
6.1. Взгляд на историю геомагнетизма	437
6.2. Геомагнетизм и биология	448
6.3. Международная ассоциация геомагнетизма и аэронамии	454
Приложение 1. ВЕКТОРНЫЙ АНАЛИЗ	458
Приложение 2. СИСТЕМЫ КООРДИНАТ	469
Приложение 3. СФЕРИЧЕСКАЯ ТРИГОНОМЕТРИЯ	476
Приложение 4. УРАВНЕНИЕ ЛАПЛАСА И СФЕРИЧЕСКИЕ ГАРМОНИКИ ..	480
Приложение 5. ЛИНЕЙНЫЕ ФИЛЬТРЫ И ТЕОРЕМА ВЕРОЯТНОСТИ	493
Литература	498

Учебное издание

У. Д. Паркинсон

ВВЕДЕНИЕ В ГЕОМАГНЕТИЗМ

Научный редактор М. Ф. Путов

Мл. научный редактор Т. В. Ежкова

Художник Н. И. Василевская

Художественный редактор М. Н. Кузьмина

Технический редактор Л. С. Тимофеева

Корректоры Н. А. Вавилова, Р. Л. Вибке

ИБ № 5545

Подписано к печати 29.07.86. Формат 60×90^{1/16}. Бумага офсетная № 1.

Гарнитура тайме. Печать офсетная.

Объем 16,50 бум.л. Усл. печ.л. 33,00. Усл. кр.-отт. 33,00.

Уч.-изд.л. 31,54. Изд. № 8/4078. Тираж 1750 экз.

Зак. № 1. Цена 5 р. 10 к.

Набрано в издательстве «Мир»

на фотонаборном комплексе «Компьюграфик»

129820, ГСП, Москва, 1-й Рижский пер., 2

Тульская типография Союзполиграфпрома

при Государственном комитете СССР

по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.

300600, Тула, проспект им. В. И. Ленина, 109.

4624