

*Б. М. Яновский*

**ЗЕМНОЙ  
МАГНЕТИЗМ**

**I**

1 9 6 4

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени А. А. ЖДАНОВА

Б. М. ЯНОВСКИЙ

# ЗЕМНОЙ МАГНЕТИЗМ

I

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
1964

ЛЕНИНГРАДСКИЙ ОРДЕНА ЛЕНИНА ГОСУДАРСТВЕННЫЙ  
УНИВЕРСИТЕТ имени А. А. ЖДАНОВА

550.3 + 551.1

Б. М. ЯНОВСКИЙ

# МОРФОЛОГИЯ И ТЕОРИЯ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ И ЕГО ВАРИАЦИЙ

*Утверждено Министерством высшего  
и среднего специального образования РСФСР  
в качестве учебного пособия для университетов*

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
• 1964



2708

*Печатается по постановлению  
Редакционно-издательского совета  
Ленинградского университета*

Учебное пособие содержит основные сведения по земному магнетизму. В первой части излагается учение о постоянной (главной) части магнитного поля и его вариациях, во второй — учение о магнитных вариациях и связанных с ними таких явлениях, как полярные сияния, земные токи и явления в ионосфере. Наибольшее внимание обращено на фактическую сторону явлений и на аналитические методы исследования; вопросам теоретического характера о происхождении магнитного поля Земли и его вариаций отведено также большое место.

Пособие предназначается для студентов, аспирантов и научных сотрудников по специальности геофизика.

## ПРЕДИСЛОВИЕ

Второе издание курса «Земного магнетизма», выпущенное в 1953 году Государственным издательством технико-теоретической литературы, в настоящее время, помимо своей библиографической редкости, во многом уже не соответствует современному уровню наших знаний о явлениях земного магнетизма.

Бурное развитие научных открытий в области геофизики за последнее десятилетие, связанное с работами Международного геофизического года, не только расширило познания в этой области, но и значительно изменило наши представления о причинах и происхождении многих геофизических явлений, в том числе и явлений земного магнетизма.

В соответствии с этим новое издание курса «Земного магнетизма» заметно отличается от предыдущего как по объему, так и по содержанию.

Обилие новых фактов, обнаруженных за последние годы, и появление новых теорий в области земного магнетизма настолько расширили объем курса, что пришлось его разделить на два тома, выделив в первый том явления и теории земного магнетизма, а во второй — практические применения этих явлений и методы исследования.

Настоящий, первый том состоит из двух частей. В первой из них рассматриваются вопросы, связанные с распределением главного магнитного поля на земной поверхности и его вековых вариаций, а во второй — явления переменного магнитного поля (вариации). Как в той, так и в другой части даются современные взгляды на происхождение этих явлений.

В главе I излагаются некоторые вопросы из теоретической физики, относящиеся к стационарному магнитному полю и часто встречающиеся при рассмотрении тех или иных явлений магнитного поля Земли.

Главы II—V, относящиеся к главному магнитному полю, являются переработкой соответствующих глав второго издания, но по своему содержанию заметно отличаются от них.

Глава VI — «Палеомагнетизм» — является новой и отражает новую область в земном магнетизме, которая получила развитие лишь за последние годы.

Новой является и глава VII, где рассматриваются современные теории происхождения земного магнитного поля, которые разрабатывались за последние 10—15 лет и поэтому не могли найти еще своего места в предыдущем издании.

Наиболее значительной переработке подверглись главы, относящиеся к переменному магнитному полю, в области которого за последнее время было получено наибольшее число фактов и установлено большое число закономерностей в протекании различного рода вариаций. В качестве примера можно привести установление того факта, что все межпланетное пространство не является вакуумом, а заполнено ионизированным газом — плазмой, которая несет в себе «замороженное» магнитное поле Солнца. Такое открытие совершенно по-новому поставило вопрос о причинах магнитных вариаций и стало возможным благодаря применению новых методов исследования верхних слоев атмосферы и межпланетного пространства при помощи ракет и искусственных спутников.

Все это не могло не найти отражения в новом издании, вследствие чего и содержание второй части данного тома должно было заметно отличаться от соответствующих глав второго издания.

Новое издание курса «Земного магнетизма» преследует те же цели, что и предыдущее, а именно — служит учебным пособием для студентов физических и геологических факультетов университетов, специализирующихся в области геофизики. Однако ввиду того, что содержание курса несколько шире программ лекций, читаемых в университетах, он может быть рекомендован также для аспирантов и научных работников, изучающих вопросы земного магнетизма.

Следует отметить, что как в первом, так и во втором томе курса «Земной магнетизм» все величины, встречающиеся в формулах и уравнениях, выражены в симметричной системе СГС электрических и магнитных единиц, т. е. чисто электрические величины представлены в абсолютной электростатической системе СГСЭ, а чисто магнитные в абсолютной электромагнитной системе СГСМ, при этом диэлектрическая и магнитная проницаемости считаются безразмерными величинами.

Система СГС принята ГОСТ 8033-56 (государственный общесоюзный стандарт) на электрические и магнитные единицы.

Наряду с системой СГС, с 1 января 1963 г. в СССР введен

в действие ГОСТ 9867-61, узаконивающий «Международную систему единиц» СИ (система интернациональная), принятую на XI Генеральной конференции мер и весов (Париж, 1960 г.).

В этой системе за основные единицы принимаются: единица длины — метр, единица массы — килограмм, единица времени — секунда, единица температуры — градус Кельвина, единица силы тока — ампер, единица силы света — свеча. В данной системе электрические и магнитные величины выражаются точно также, как в бывшей системе МКСА, которую следует рассматривать как часть системы СИ.

Система СИ предусматривается ГОСТом как предпочтительная во всех областях науки, техники и народного хозяйства, а также при преподавании. Несмотря на это, в книге оставлена система СГС вследствие того, что во всей литературе по земному магнетизму, где в большинстве случаев встречаются магнитные величины, до сих пор продолжают пользоваться системой СГСМ. Поэтому специалистам по земному магнетизму, для которых предназначаются эти книги, было бы довольно затруднительно пользоваться ими, если все уравнения и численные значения магнитных величин были выражены в системе СИ. Кроме того, автор считает, что физический смысл законов и уравнений электромагнитного поля более наглядно проявляется, если величины в них выражать в системе СГС.

Для перехода от одной системы к другой в приложении ко второму тому дана соответствующая таблица.

В составлении нового издания принял участие доцент кафедры физики земной коры ЛГУ Б. Е. Брюнелли, которым написаны §§ 8—11 главы IX и §§ 3—4 гл. XII, за что приношу ему сердечную благодарность. В работе над книгой приняли участие и другие сотрудники кафедры: ст. н. с. В. В. Металлова, мл. н. с. А. А. Ковтун, ассист. О. М. Распопов, ст. лаб. Е. И. Прозорова, лаб. Е. С. Краева, которые своим трудом — советами, чтением рукописи, составлением рисунков и другими видами работ — способствовали быстрейшему выпуску в свет нового издания. Считаю своим долгом выразить им свою искреннюю признательность.

---

## ВВЕДЕНИЕ

### 1. Краткие исторические сведения

Непосредственные наблюдения как на земной поверхности, так и вне ее (на ракетах и спутниках) показывают, что вокруг земного шара существует магнитное поле. Так, если подвесить магнитную стрелку и дать ей возможность свободно вращаться вокруг своего центра тяжести, то в любой точке земной поверхности она стремится принять определенное положение в пространстве, не испытывая при этом никаких заметных перемещений относительно земной поверхности. Этот простейший опыт указывает не только на наличие магнитного поля на земной поверхности, но и на то, что поле вблизи стрелки является однородным. Однако тот же опыт, если производить его в различных точках земной поверхности, достаточно удаленных друг от друга, приводит к заключению, что по отношению ко всей поверхности Земли магнитное поле неоднородно, так как стрелка устанавливается в различных пунктах в различных направлениях по отношению к оси вращения Земли.

Изучением этого поля занимается один из разделов геофизики, который получил название земного магнетизма. Конечной целью исследований в области земного магнетизма является установление причин, вызывающих магнитное поле Земли, и тех явлений, которые связаны или вызываются им. Поэтому в задачи земного магнетизма входит не только исследование самого магнитного поля, но и таких явлений, как магнетизм горных пород, теллурические токи (электрические токи в Земле), полярные сияния, токи в ионосфере.

В Европе же первые сведения о магнетизме стали известны за несколько веков до нашей эры. В различных сочинениях греческих авторов имеются ссылки на «таинственный камень», обладающий замечательным свойством притягивать к себе железо. Первоначальными названиями его были «геркулесов камень», «лидийский камень», «сидерит», а также вообще «камень». Позднее все эти названия были заменены термином «магнит».

Основные свойства притяжения магнита были хорошо известны грекам еще в VII веке до н. э. Так, например, в сочинениях Фалеса, жившего около 640—546 гг. до н. э., имеется упоминание об этом факте. Однако явление полярности стало известно в Европе лишь в XII веке.

О применении европейцами компаса впервые говорится в сочинении английского монаха Александра Некхема, опубликованном в XII веке, — «Моряки во времена плавания, когда не могут ориентироваться по Солнцу из-за пасмурной погоды или когда мир погружен в темноту ночи, и когда они не знают, в каком направлении держать путь, пользуются свободно вращающейся стрелкой, один конец которой показывает на север».

Самым ранним европейским трактатом о магните и его свойствах являются письма Петра Перегрина некоему Сигеру от 12 августа 1269 г. В этом сочинении Перегрин излагает все известные в его время свойства магнита и дает впервые названия полюсов магнита. Конец стрелки, указывающий на север, Перегрин предлагает назвать северным полюсом, а противоположный — южным. Однако главной заслугой Перегрина является усовершенствование компаса, который в то время представлял собой довольно грубый прибор в виде плавающего магнита в сосуде с водой, не имевший указателя для производства отсчетов. Перегрин соединил компас с морской астролябией, снабдив его градуированной шкалой и базисной линией, чтобы дать возможность штурману не только управлять кораблем, но и определять азимуты небесных светил. Вначале Перегрин пользовался плавающим компасом, но позднее ввел компас, вращающийся на вертикальном стержне. На рис. 1 показаны оба типа компасов, применявшихся Перегрином.

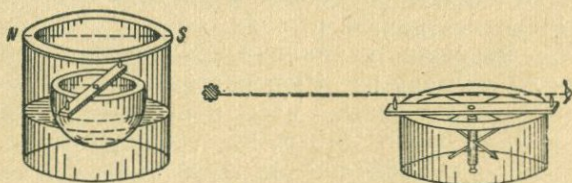


Рис. 1. Плавающие компасы Перегрина.

Содержание письма Перегрина оставалось не известным широким кругам до XVI века, и поэтому его открытие не получило распространения.

Изобретение морского компаса (1302—1318 гг.) в современном его виде приписывается итальянцу Флавио Жиойя, жившему в начале XIV века. Жиойя поместил компасную стрелку на острие, как это имеет место в современных компасах, и снаб-

дил ее бумажным кругом (картушкой), разделенным на 32 части, известные под названием «розы ветров», или румбов.

Новым толчком в деле развития науки о земном магнетизме послужило открытие магнитного склонения Колумбом во время его плавания из Европы в Америку. С этого момента, собственно говоря, и начинается наука о земном магнетизме. До открытия Колумба, т. е. вплоть до XV века, существовало убеждение, что магнитная стрелка точно показывает на север, и объяснялось это явление притяжением стрелки Полярной звездой. И только лишь после первого путешествия Колумба в Новый свет стало известно, что магнитная стрелка меняет свое направление при переходе из одного места в другое.

Факт открытия этого явления описывается следующим образом: через несколько дней после выхода Колумба из Европы, 13 сентября 1492 г., к большому удивлению моряков было замечено, что магнитная стрелка изменила свое направление, отклонившись на NW. На следующее утро изменение произошло опять в том же направлении и на ту же самую величину. 17 сентября штурман, определив азимут Солнца, нашел, что за четыре дня стрелка изменила свое направление на целое деление компаса. Чтобы успокоить команду, Колумбу пришлось прибегнуть к обману, изменив деления компаса, и объяснить, что не стрелка изменила свое направление, а Полярная звезда сместилась со своего места. Измерения, произведенные по прибытии в Новый свет, показали, что стрелка опять указывает точно на север.

Таким образом, в конце XV века в Европе стали известны два факта: отклонение стрелки от истинного меридиана и изменение величины отклонения от места к месту. Эти факты и послужили началом измерения элементов земного магнетизма и, следовательно, явились началом науки о нем.

Открытие магнитного наклона принадлежит, по-видимому, Георгу Гартману из Нюренберга — мастеру, изготовившему компасы и солнечные часы и впервые определившему склонение в Риме около 1510 г., но сообщил об этом лишь в 1544 г. в письме к графу Альберту Прусскому. В этом же письме он указал, что магнит не только отклоняется к востоку приблизительно на  $9^\circ$ , но также наклоняется и книзу.

Первая обширная серия тщательно сделанных наблюдений склонения на море была произведена Жаном де Кастро в 1538 г. при переезде его из Европы в Восточную Индию. Первый же трактат о магнитном склонении был опубликован Борроу в Англии в 1585 г.

К концу XVI века определения склонения были произведены для сотни пунктов, расположенных в различных местах земного шара, в том числе и в России. Так, в 1556—1557 гг. были

определены склонения в устье реки Печоры, на Новой Земле, на о. Вайгач и в г. Холмогорске, а в 1580 г. — в Астрахани и Дербенте.

Письмо Гартмана не было опубликовано, а возможно, не было известно его современникам, и поэтому когда в 1581 г. английский гидрограф Роберт Норман впервые опубликовал результаты своих наблюдений наклонения, то долгое время открытие этого элемента приписывалось ему.

В том же сочинении Норман впервые высказал мысль, что причина, вследствие которой стрелка устанавливается по определенному направлению, находится внутри Земли. Им же было экспериментально доказано, что магнит в земном поле испытывает только лишь вращательное движение. Для этого он помещал магнитную стрелку в сосуд с водой и уравнивал ее так, чтобы она могла свободно перемещаться на поверхности или внутри воды.

Следующим знаменательным шагом в развитии науки о земном магнетизме нужно считать появление в 1600 г. книги Гильберта «О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле», переведенной на русский язык в 1956 г. [36]. В этой работе впервые дается теоретическое представление о причинах земного магнетизма, которое и до настоящего времени не утратило своего значения. Гильберт высказывает утверждение, что Земля представляет собой магнит, полюсы которого совпадают с географическими полюсами, подтверждая свое утверждение опытами с намагниченным железным шаром. Главным аргументом в доказательстве своей теории Гильберт считал явление наклонения магнитной стрелки, которое оказалось примерно одинаковым как для маленькой модели земного шара, изготовленного из природного магнита, так и для Земли. Для объяснения явления «склонения», которое противоречило его теории, Гильберт выдвинул предположение о намагниченности материков, которые производят отклоняющее действие на стрелку. Значение теории Гильберта состояло в том, что он окончательно установил связь магнитного поля Земли с земным шаром, указав, что причину земного магнетизма следует искать не вне, а внутри Земли.

До конца XVII века все наблюдения земного магнетизма ограничивались измерениями склонения и наклонения, так как не существовало методов, которые позволили бы определить величину магнитной силы. Лишь в 1785 г., когда Кулон нашел метод измерения вращающего момента, появилась возможность разработки метода измерения напряженности магнитного поля. Первый метод был предложен самим Кулоном и нашел сразу же широкое применение в различных экспедициях при производстве магнитных измерений.

Метод Кулона состоял в определении периода качания магнита и поэтому мог давать лишь относительные значения напряженности поля. Кроме того, он страдал тем недостатком, что период качания зависел не только от напряженности, но и от магнитного момента магнита, который сам мог изменяться и тем самым изменять период колебания.

В 1839 г. появилась классическая работа Гаусса, озаглавленная: «Напряженность земной магнитной силы, приведенная к абсолютной мере» [35]. В ней Гаусс дал теоретические основания метода измерения горизонтальной составляющей в абсолютных единицах и вместе с этим разработал технику эксперимента. Почти одновременно с этой работой Гаусс опубликовал вторую под заглавием: «Общая теория земного магнетизма» [35], в которой, отказываясь от всяких гипотез, ставит совершенно по-иному задачу об интерпретации магнитного поля Земли. Исходя из единственного предположения, что причины земного магнетизма лежат внутри Земли, Гауссу удалось представить магнитный потенциал для любой точки на поверхности земного шара как функцию координат широты и долготы, разложенную в бесконечный ряд по шаровым функциям. Ограничиваясь конечным числом членов этого ряда, можно было определять, пользуясь результатами наблюдений, коэффициенты этого ряда и тем самым иметь возможность теоретически вычислять потенциал в любой точке земной поверхности.

До 1634 г. все исследователи предполагали, что магнитное склонение меняется только от места к месту и для определенного пункта оно неизменно. В 1634 г. Генри Геллибранд произвел определение склонения в Лондоне и нашел его равным  $+4^{\circ}6'$ , между тем как определения, сделанные Борроу и Норманом в 1680 г., дали значения  $-11^{\circ}15'$ . Этот факт показал, что магнитное склонение за 54 года претерпело настолько значительные изменения, что их нельзя было приписать ошибкам наблюдений, и поэтому пришлось установить факт постепенного изменения этого элемента со временем, который впоследствии получил название вековых вариаций.

Таким образом, первыми были открыты вековые вариации склонения. Суточные вариации склонения были впервые обнаружены в 1682 г. Гуи Ташаром, который, наблюдая склонение в г. Луво в Сиаме в течение трех дней подряд, нашел, что оно меняется день ото дня различным образом. Так как измерения, по всей вероятности, были произведены в различное время дня, наблюдавшиеся изменения, несомненно, принадлежали к суточным вариациям.

Более тщательное доказательство этого явления было сделано лондонским часовых дел мастером Грэхэмом, который, производя в 1722 г. в течение одного дня около сотни наблюде-

ний над магнитной стрелкой, обнаружил наличие таких вариаций. Наблюдения Грэхэма были подтверждены в том же году проф. Цельсиусом в Упсале (Швеция), после чего суточные изменения стали очевидным фактом.

Позднейшие наблюдения обнаружили существование вариаций наклона, а после разработки в конце XVIII века методов измерения горизонтальной составляющей были также обнаружены и вариации этого элемента. Поэтому естественно возник вопрос об исследовании этих вариаций путем организации непрерывных наблюдений над ними на специально построенных магнитных обсерваториях, которые появились впервые в двадцатых годах XIX века в России и в Западной Европе.

В России первым, обратившим серьезное внимание на явления земного магнетизма, был М. В. Ломоносов, который еще в 1759 г. в своем труде «Рассуждения о большой точности морского пути» дал решение ряда вопросов, относящихся к земному магнетизму. Рассматривая в этом труде поведение компаса на корабле и давая указания относительно конструкции компаса, которая позволила бы увеличить точность его показаний, Ломоносов одновременно останавливается и на причинах, вызывающих определенную ориентировку магнитной стрелки в пространстве.

До Ломоносова существовало представление о магнитном поле Земли как поле одного магнита, имеющего два полюса. Ломоносов впервые высказал предположение о структуре земного шара как тела, состоящего из мельчайших разнородно намагниченных частичек, которые в совокупности образуют неоднородно намагниченный шар, чем и объясняется неодинаковость склонения в различных частях земного шара. Этим он предвосхитил идею Гаусса о произвольном намагничивании земного шара.

Однако для проверки этих предположений он рекомендует устройство постоянных пунктов (обсерваторий) на суше и проведение систематических наблюдений в море на кораблях. Как указывалось выше, эта мысль Ломоносова была осуществлена лишь через 60 с лишним лет.

В первой половине XIX века появляются классические работы проф. И. М. Симонова (1794—1855) и акад. А. Я. Купфера (1799—1865), в которых основные идеи Ломоносова претворяются в жизнь, хотя сами авторы и не предполагали, что они были в свое время высказаны Ломоносовым.

Еще до появления статьи Гаусса профессор Казанского университета И. М. Симонов опубликовал в 1835 г. работу «Опыт математической теории земного магнетизма» [68]. В этой работе И. М. Симонов показал, что магнитное поле Земли, вызванное суммарным действием магнитных частиц, находящихся внутри

ее, будет тождественно с полем диполя, если допустить, что частицы распределены равномерно. Выражение потенциала диполя в функции широты и долготы оказалось тождественным с первым членом разложения потенциала, выведенного Гауссом.

Работы И. М. Симонова и Гаусса положили основание современному представлению о магнитном поле Земли, и появление их надо считать началом современного этапа в ходе развития науки земного магнетизма. С этого времени начинается быстрое накопление и систематизация материалов о распределении элементов земного магнетизма по поверхности земного шара, создается целый ряд гипотез о происхождении магнитного поля Земли и, наконец, в последнее время получают широкое распространение методы использования магнитных наблюдений для практических целей. А. Я. Купферу принадлежит заслуга в организации систематических наблюдений над вариациями на ряде обсерваторий, открытых по его настоянию и инициативе. Так, в 1829 г. Купфером была организована Магнитная обсерватория в Петербурге, в которой с октября 1829 г. начались ежедневные наблюдения склонения. В 1832 г. по его ходатайству Горное ведомство строит обсерватории на горных заводах Сибири: в Нерчинске, Барнауле и Кольвани, а в 1836 г. открывается обсерватория в Екатеринбурге (Свердловске) в центре горнозаводской промышленности Урала.

Необходимо отметить, что из всех обсерваторий, организованных Купфером, продолжает работу непрерывно до настоящего времени лишь одна из них — Свердловская.

В Нерчинске, Барнауле и Кольвани обсерватории прекратили свое существование в начале шестидесятых годов XIX столетия, когда с отменой крепостного права горнозаводская промышленность Сибири и Урала, основанная на подневольном труде, пришла в упадок. «Но то же самое крепостное право, которое помогло Уралу подняться так высоко в эпоху зачаточного развития европейского капитализма, послужило причиной упадка Урала в эпоху расцвета капитализма» (В. И. Ленин. Соч., т. 3, стр. 424).

Петербургская обсерватория имела перерыв в своей работе с 1852 по 1870 г.

По поводу работ, проводившихся в тридцатых и сороковых годах прошлого столетия по изучению земного магнетизма, академик М. А. Рыкачев в историческом очерке Главной геофизической обсерватории писал: «Ни в какой стране открытие Гаусса не отразилось с такой силой, как в России, где в это время Купфер был занят проектом учреждений целой системы магнитных и метеорологических наблюдений».

Крупными событиями в русской науке о земном магнетизме в семидесятых годах прошлого столетия явились: систематиче-

ская магнитная съемка, производившаяся доцентом Казанского университета И. Н. Смирновым, и возобновление деятельности Петербургской магнитной обсерватории с последующим перенесением ее в г. Павловск.

И. Н. Смирнов по собственной инициативе осуществил планомерную магнитную съемку почти всей территории европейской части России, определив за время с 1871 по 1878 г. 281 пункт, и только преждевременная смерть не позволила ему осуществить повсеместную съемку на всем пространстве России. Эта съемка позволила установить наличие крупной магнитной аномалии в Курской области и дать ценные сведения о магнитном поле территории России. Результаты ее послужили основанием к построению в 1881 и 1885 гг. А. Тилло первых магнитных карт европейской части России.

По инициативе акад. Вильда в 1870 г. возобновились вариационные наблюдения в Петербурге, но вскоре, в 1878 г., были перенесены в г. Павловск, где им была создана первоклассная магнитная обсерватория, являвшаяся до самых последних дней своего существования примером для всех обсерваторий земного шара. Вильду принадлежит заслуга в постройке целого ряда новых приборов для обсерваторных наблюдений. Им были построены три типа абсолютного магнитного теодолита, построены деклинатор и индукционный инклинатор и создана серия вариационных приборов. Вся эта аппаратура продолжала свою работу в Павловской обсерватории до момента эвакуации в 1941 г. Такими же приборами были снабжены и обсерватории в Свердловске, Иркутске и Тбилиси.

Продолжателем дела И. Н. Смирнова в конце девяностых годов явился доцент Одесского университета П. Т. Пассальский, который в 1898 и 1900 гг. произвел подробную съемку Крымского полуострова и прилегающего к нему района, сделав наблюдения более чем в двухстах пунктах.

До конца XIX века все исследования магнитного поля Земли производились или отдельными заинтересованными учреждениями, или же отдельными учеными, без какого-либо объединяющего или организующего центра. В начале текущего века стала ясной связь между магнитным полем Земли и геологическим ее строением, и Академией наук был поднят вопрос о проведении магнитной съемки всей территории России по единому плану и под общим руководством Академии за счет специальных сумм, которые должны быть ассигнованы из средств Государственного казначейства. Инициатором этого вопроса был директор Главной геофизической обсерватории М. А. Рыкачев, который, обосновывая проведение магнитной съемки в докладе, прочитанном на XII съезде русских естествоиспытателей и врачей, говорил: «Общее распределение магнетизма на поверхности

земного шара таково, что можно принять весь шар за магнит с магнитной осью, наклоненной к оси вращения Земли, но затем имеются большие отклонения от симметричного распределения в больших областях и в отдельных небольших местностях; изучения этих последних показывают, что такие местные аномалии находятся в связи с геологическим строением данной области. Из сказанного ясно, какое важное значение для успеха науки имеет изучение магнитного состояния такого магнитного тела, как наша Земля».

Магнитная съемка, организованная Академией наук, началась в 1910 г. и продолжалась до 1914 г., когда в связи с военными событиями она прекратилась и возобновилась лишь после Октябрьской революции.

К числу крупных теоретических работ начала XX века относится работа проф. Московского университета Н. А. Умова «О построении геометрического образа потенциала Гаусса как прием изыскания законов земного магнетизма» [76], в которой впервые была дана интерпретация постоянных членов разложения Гаусса, физический смысл которых оставался до этого неизвестным.

Бурное развитие изучения явлений земного магнетизма началось после Великой Октябрьской революции, когда открылись все возможности для быстрого и эффективного использования всех явлений природы. В первые же годы Советской власти по инициативе В. И. Ленина началось всестороннее исследование Курских магнитных аномалий, которое привело к открытию богатейших залежей железной руды.

В 1924 г. была открыта первая в мире Полярная обсерватория в проливе Маточкин Шар на Новой Земле. В последующие годы такие же обсерватории создаются в целом ряде пунктов на протяжении от Земли Франца Иосифа до Берингова пролива.

В 1930 г. по инициативе проф. Н. В. Розе и под его непосредственным руководством началась генеральная магнитная съемка, покрывшая за 10 лет всю территорию СССР магнитными пунктами. Число таких пунктов достигло 26 000, что позволило построить магнитные карты Союза ССР с точностью, которую раньше нельзя было предполагать. Большая роль в проведении этой съемки принадлежала проф. Н. Н. Трубятчинскому, который не только лично принимал в ней участие, но и подготовил целый ряд наблюдателей, а также создал и разработал серию новых приборов для этой цели.

В 1932 г. по инициативе проф. Н. В. Розе организуется Институт земного магнетизма, который в настоящее время вырос в крупное научное учреждение нашей страны — Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР (ИЗМИР АН СССР).

За годы Советской власти советскими учеными разработаны новые методы исследования, собран и обобщен огромный материал как по распределению магнитного поля на поверхности Земли, так и по его вариациям; наконец, создана новая отрасль в земном магнетизме прикладного характера, а именно — магнитная разведка, получившая благодаря трудам советских ученых теоретическое обоснование и широкое практическое применение.

Особо следует отметить участие Советского Союза и советских геофизиков в работах международного характера, получивших название Международного полярного года и Международного геофизического года, так как эти работы представляют особый интерес и имеют большое значение в развитии науки о физических явлениях, происходящих в Земле и ее оболочке. Наиболее полно и широко были поставлены и проведены работы во время последнего Международного геофизического года, происходившего в период с 1 июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г. Описанию этих работ и посвящен следующий раздел.

## 2. Международный геофизический год

2708  
Исследование земного шара требует одновременных наблюдений за физическими процессами не только на его поверхности, но и внутри его. Между тем число пунктов для наблюдений (станций, обсерваторий) ничтожно по сравнению с величиной поверхности земного шара. Так, например, постоянно действующих обсерваторий, занимающихся наблюдениями вариаций магнитного поля Земли, насчитывается немногим больше ста двадцати. Расположены они по преимуществу на территории Европы. Особенно неблагоприятно с наблюдениями на океанах, занимающих пять шестых поверхности земного шара, где обсерватории и станции располагаются лишь на островах, часто отстоящих друг от друга на тысячи километров. Каждая страна ведет наблюдения лишь на территории, которую она занимает, и нередко даже не может пользоваться результатами наблюдений в других странах. Поэтому давно возникла потребность объединить усилия ученых, занимающихся геофизическими исследованиями. Эти исследования уже в силу своего характера и масштаба должны быть международными. Их надо проводить по единой программе и методике, а результаты сделать всеобщим достоянием.

Впервые идея организации объединенных исследований геофизических явлений была высказана в 1885 г. австрийцем Вейпрехтом на собрании Общества естествоиспытателей в Гарце. Вейпрехт, открывший в 1874 г. Землю Франца Иосифа, выска-



зал мысль, что одиночные и случайные экспедиции в полярные страны дают мало материала; только объединенные усилия многих государств могут дать полные сведения о характере явлений, происходящих в полярных областях.

Идея Вейпрехта была одобрена на Международном метеорологическом конгрессе в Гамбурге, который разработал подробную программу проведения международных исследований. Эти исследования получили название Международного полярного года (МПГ).

Первый Международный полярный год начался летом 1882 г. и продолжался до конца 1883 г. В проведении Полярного года приняли участие Россия, Дания, Германия, Франция, Голландия, Норвегия, Австро-Венгрия, Швеция, Италия и др., которые организовали ряд экспедиций в полярные страны.

Председателем Полярной комиссии, руководившей всей работой МПГ, был избран директор Главной геофизической обсерватории в Петербурге академик Г. И. Вильд. Участники экспедиций собрали огромный материал по метеорологии, магнитным явлениям и полярным сияниям. Этот материал, опубликованный в 1898 г., составил 28 томов и послужил основой для дальнейших исследований и обобщений.

Необходимость в совместных действиях стала еще более настоятельной в двадцатом столетии, когда интерес к геофизическим исследованиям неизмеримо возрос. По инициативе советских ученых — П. А. Молчанова, В. Ю. Визе и др. — в 1932—1933 гг. был проведен второй Международный полярный год. В его программу были включены также наблюдения за электрическим полем Земли и за распространением радиоволн.

Советский Союз принимал самое деятельное участие в работах второго Международного полярного года. Был организован ряд экспедиций в Арктику, установлены новые магнитные обсерватории. Впервые в Арктике начались регулярные метеорологические наблюдения на большом числе станций. Однако материалы этих исследований вследствие второй мировой войны полностью не были опубликованы. Исключением явились Советский Союз и несколько других стран, которым удалось закончить обработку всех своих наблюдений и издать их.

В 1950 г. Международный Совет научных союзов (МСНС) пришел к заключению, что ограничиваться проведением работ в полярных областях уже нельзя и что необходимо организовать наблюдения по всему земному шару. Таким образом, намечавшийся третий Международный полярный год превратился в более обширную по своему характеру организацию, которая и получила название Международного геофизического года (МГГ).

Международный Совет избрал Специальный комитет по про-

ведению МГГ, который в 1953 г. на конференции в Брюсселе утвердил выработанную им программу. Эта программа была затем значительно расширена и окончательно утверждена в 1959 г. Продолжительность Международного геофизического года была установлена на восемнадцать месяцев — с 1 июля 1957 г. по 31 декабря 1958 г.

Участвовать в МГГ изъявили желание пятьдесят шесть стран мира. Председателем Специального комитета избран виднейший английский геофизик профессор С. Чепмен, специалист в области геомагнетизма и ионосферных явлений.

На долю СССР выпал наибольший объем всех исследований как по количеству пунктов наблюдений, так и по числу проблем, подлежащих решению. Помимо того, что Советский Союз должен обеспечить станциями и обсерваториями всю свою территорию, включая и громадные пространства Арктики, расположенные между меридианами 30 и 180°, он принял на себя обязательство участвовать в исследованиях Антарктики, а также в изучении высоких слоев атмосферы путем запуска искусственных спутников и ракет, оборудованных автоматической аппаратурой.

Главной задачей Международного геофизического года являлось решение проблем планетарного характера, т. е. проблем, относящихся ко всей нашей планете и поэтому требующих наблюдений не только на всей ее поверхности, но и внутри ее. Ясно, что значение Геофизического года выходит далеко за рамки всех других научных исследований международного характера.

В программу, утвержденную Специальным комитетом, были включены следующие разделы геофизики: метеорология, геомагнетизм, полярные сияния, ионосфера, солнечная активность, космические лучи, широта и долгота, гляциология, океанография, ракеты и спутники, сейсмология, гравиметрия, ядерная радиация.

Не следует думать, что до Международного геофизического года в вопросах исследования земного магнетизма не существовало связи между отдельными государствами. Такая связь установилась с момента организации магнитных обсерваторий, примерно с середины XIX века и продолжается до настоящего времени. Однако эта связь ограничивается лишь нерегулярным обменом материалами наблюдений и посылкой условных кодов о состоянии магнитного поля в Международный центр. Вопрос о постановке тех или иных исследований и о методике каждая страна решает самостоятельно. Вследствие этого материалы исследований и наблюдений во многих случаях имеют разнородный характер, затрудняющий их совместную обработку и дальнейшее использование.

Отличительной чертой всех работ Геофизического года явилась единая их направленность, т. е. постановка исследований по единой программе, проведение их едиными методами и, по возможности, одинаковыми приборами. Для земного магнетизма и явлений, тесно связанных с ним — полярных сияний и ионосферы, это имело огромное значение. Материалы, полученные в этих областях, позволяют уже без всяких затруднений решать те вопросы, которые раньше из-за отсутствия однородности материала оставались мало освещенными.

Основное внимание в отношении исследований по земному магнетизму было уделено исследованиям магнитных вариаций, для чего сеть магнитных обсерваторий была значительно расширена. Так, в СССР в дополнение к двадцати действовавшим обсерваториям было организовано еще девять станций, из них три в Антарктике и две в Арктике.

В отношении исследования постоянного магнитного поля Советский Союз взял на себя задачу произвести геомагнитную съемку на поверхности океанов, где магнитное поле почти неизвестно. Для этой цели было построено специальное немагнитное судно «Заря» водоизмещением 600 тонн. На нем были установлены специальные приборы, позволяющие измерять магнитное поле во время хода корабля.

В течение МГГ судно «Заря» произвело наблюдения в шести рейсах в Атлантическом океане и трех рейсах в Индийском и сделало один рейс вдоль берегов Азии в Тихом океане.

Насколько велико значение работ, производимых «Зарей», можно судить по резолюции, принятой на 11-й Генеральной Ассамблее Международного геофизического и геодезического союза, проходившей в сентябре 1957 г. в Торонто. Резолюция гласит: «Международная ассоциация геомагнетизма и аэронавтики с большим интересом отмечает, что СССР построил немагнитное судно „Заря“ и производит на нем магнитные измерения, и настоятельно рекомендует, чтобы СССР продолжил работу судна „Заря“ и после окончания МГГ и тем самым внес свой вклад в установление мировой магнитной сети». Эта рекомендация была выполнена, и судно «Заря» за период 1959—1961 гг. покрыло многими рейсами Индийский океан и часть Тихого.

Особенностью МГГ явилось то, что впервые в истории мировой науки исследование высоких слоев атмосферы и межпланетного пространства стало производиться путем запуска ракет и искусственных спутников.

На спутниках и ракетах устанавливаются приборы и автоматы, передающие по радио сведения о физическом состоянии атмосферы.

Первый в мире искусственный спутник, запущенный в 1957 г. Советским Союзом, представлял собой полый металлический шар

диаметром около 50 см и весом в 88 кг, в котором были установлены радиопередатчики, передававшие сигналы. В задачу МГГ входило использование спутников для исследования верхних слоев атмосферы путем непосредственного наблюдения происходящих в ней физических процессов. Поэтому второй спутник, запущенный на высоту 1500 км, был снабжен уже рядом автоматически действующих приборов, которые передавали по радио сведения о коротковолновом излучении Солнца и космических лучах.

Приборы, установленные на спутнике, дали богатые результаты относительно солнечного излучения и космических лучей.

### 3. Международная организация — Ассоциация геомагнетизма и аэронавтики (IAGA) Международного союза геодезии и геофизики (UGGA)

Помимо эпизодически организуемых международных геофизических годов, для координации и обмена материалами наблюдений и исследований в области геофизики и геодезии в 1919 г. создан Международный союз геодезии и геофизики (МСГГ), который охватывает 43 страны, в том числе все страны социалистического лагеря и все наиболее крупные капиталистические: США, Англию, Францию, Японию и др.

МСГГ состоит из 9 ассоциаций, в числе которых находится Ассоциация геомагнетизма и аэронавтики, которая в свою очередь подразделяется на 11 комитетов: 1) обсерваторий, 2) полярных сияний и свечения ночного неба, 3) аэронавтики, 4) вековых вариаций и палеомагнетизма, 5) мировой магнитной съемки и магнитных карт, 6) лунных вариаций, 7) сравнения магнитных эталонов, 8) магнитных приборов, 9) характеристики магнитной активности, 10) быстрых вариаций и земных токов, 11) истории геомагнетизма и аэронавтики.

Цели и задачи Ассоциации отражены в ее Уставе, в котором говорится: «Задачей Ассоциации является:

1. Изучение тех вопросов, относящихся к геомагнетизму и аэронавтики, которые требуют международного сотрудничества, с тем чтобы обеспечить наиболее эффективное их исследование.

2. Помощь в исследовании этих вопросов различным странам, институтам и частным лицам.»

Во главе всего союза стоит президент, вице-президент и секретарь, избираемые Ассамблеей на три года.

Основная работа МСГГ проводится на ассамблеях, устраиваемых через каждые три года в различных странах. За все время существования МСГГ проведено 13 ассамблей, причем последняя, 13-я, происходила в 1963 г. в г. Беркли (США).

Каждая страна, входящая в МСГГ, имеет свой национальный комитет, организующий работу по геофизике в соответствии с решениями Ассамблеи.

В Советском Союзе таким комитетом является Междуведомственный геофизический комитет при президиуме Академии наук СССР, состоящий из ряда секций, в числе которых находится секция по геомагнетизму и аэрономии.

---

## ГЛАВА I

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНЫ СТАЦИОНАРНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ

## § 1. Уравнения стационарного магнитного поля

Магнитное поле Земли в промежутках времени, малых по сравнению с историческими эпохами, можно рассматривать как постоянное поле с наложением на него переменного, амплитуды которого на несколько порядков меньше постоянного. Аналитически это можно представить в виде формулы:

$$\mathbf{H}'_T = \mathbf{H}_T + \sum \delta \mathbf{H}_i \sin\left(\frac{2\pi}{T_i} t + \varphi_i\right),$$

где  $\mathbf{H}_T$  — напряженность постоянного поля, называемого *главным магнитным полем Земли*;  $\delta \mathbf{H}_i$  — амплитуды  $i$ -ой гармоники переменного поля;  $T_i$  — период и  $\varphi_i$  — фазовый угол.

При этом  $\mathbf{H}_T \gg \delta \mathbf{H}_i$ , а  $T_i$  могут иметь значение от нескольких лет до десятых и сотых долей секунды. Наибольшие амплитуды соответствуют периодам, лежащим в пределах  $10^4$  и  $10^2$  сек, но и они не превосходят одной сотой  $\mathbf{H}_T$ . Амплитуды же с периодами ниже  $10^2$  сек составляют всего лишь  $10^{-5}$  —  $10^{-6}$  величины  $\mathbf{H}_T$ . Те и другие колебания магнитного поля в очень малой степени сказываются на величине индуцированного электрического поля. Поэтому в большинстве случаев при изучении земного магнетизма можно пользоваться законами стационарного поля, которые являются частными случаями общих законов электромагнитного поля, выражаемых уравнениями Максвелла.

Для части среды, не имеющей токов проводимости, стационарное магнитное поле должно удовлетворять уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{H} &= 0, \\ \operatorname{div} \mathbf{B} &= 0, \end{aligned} \quad (1.1)$$

где  $\mathbf{B}$  — магнитная индукция, связанная с намагниченностью среды  $\mathbf{J} = \kappa \mathbf{H}$  уравнением

$$\mathbf{B} = \mathbf{H} + 4\pi \mathbf{J}; \quad (1.2)$$

при этом  $\kappa$  — магнитная восприимчивость среды.

В этом случае вектор  $\mathbf{H}$  может быть представлен градиентом некоторой скалярной функции  $U$ , так как  $\operatorname{rot} \operatorname{grad} U = 0$ , и, следовательно, первое уравнение удовлетворяется. Поэтому, положив

$$\mathbf{H} = -\operatorname{grad} U(x, y, z)$$

и принимая во внимание уравнение (1.2), получим

$$\operatorname{div} (-\operatorname{grad} U + 4\pi \mathbf{J}) = 0,$$

или, заменяя  $\operatorname{div} \operatorname{grad} U$  по формулам векторного анализа,

$$\Delta U = 4\pi \operatorname{div} \mathbf{J}, \quad (1.3)$$

где  $\Delta U$  — лапласиан функции  $U$ , а само уравнение представляет уравнение Пуассона.

Если средой является вакуум, для которого  $\kappa = 0$ , то уравнение (1.3) переходит в уравнение Лапласа:

$$\Delta U = 0. \quad (1.4)$$

Решением уравнения Пуассона для любой точки пространства с координатами  $x_0 y_0 z_0$  является определенный интеграл

$$U(x_0 y_0 z_0) = - \iiint \frac{\operatorname{div} \mathbf{J} dx dy dz}{r}, \quad (1.5)$$

где  $r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2$ , а интегрирование распространяется на весь объем тела намагниченностью  $\mathbf{J}$ , которая должна быть известна как функция координат.

Выражение (1.5) по своей форме аналогично выражению для электрического потенциала, в котором вместо  $\operatorname{div} \mathbf{J}$  входит объемная плотность заряда  $\rho$ . Поэтому по аналогии с электрическим потенциалом функцию  $-\operatorname{div} \mathbf{J}$  можно рассматривать как некоторую фиктивную объемную плотность магнитных зарядов  $\rho$ .

В таком случае выражение (1.5) будет иметь вид

$$U = \iiint \frac{\rho d\tau}{r}. \quad (1.5')$$

На поверхности тела намагниченность  $J$  меняется скачком от  $J_n$  до 0, где  $J_n$  обозначает нормальную составляющую вектора  $\mathbf{J}$ , и  $\operatorname{div} \mathbf{J}$  становится бесконечно большой величиной.

Поэтому, чтобы избежать бесконечно больших величин под интегралом, разобьем весь объем намагниченного тела на два, выделив из него всю внешнюю его часть толщиной  $\Delta n$ , и проинтегрируем выражение (1.5) отдельно по каждому объему. При этом элементарный объем внешней части  $dx dy dz$  заменим объемом цилиндрика  $dS \Delta n$ , где  $dS$  — элемент поверхности, тогда

$$U_0 = - \iiint_v \frac{\operatorname{div} \mathbf{J} d\tau}{r} - \iint_s dS \int_{\Delta n}^0 \frac{\operatorname{div} \mathbf{J} dn}{r}. \quad (1.6)$$

Разложим вектор  $\mathbf{J}$  на две составляющие, одну по направлению нормали  $n$ , а другую по касательной  $t$ . В таком случае

$$\operatorname{div} \mathbf{J} = \frac{\partial J_n}{\partial n} + \frac{\partial J_t}{\partial t}.$$

Но  $J_t$  на протяжении площадки  $dS$  можно считать постоянной; кроме того, вектор  $\mathbf{r}$  для всего объема  $dS \Delta n$  также является постоянным, вследствие чего второй интеграл принимает вид:

$$\iint_{\Delta} \frac{dS}{r} \int_{\Delta n}^0 \frac{\partial J_n}{\partial n} dn = \iint_s \frac{J_n dS}{r}.$$

Следовательно, формула (1.6) может быть заменена формулой

$$U_0 = \iint_s \frac{J_n dS}{r} - \iiint_v \frac{\operatorname{div} \mathbf{J} d\tau}{r}, \quad (1.7)$$

где первый интеграл распространяется на всю поверхность тела, а второй на весь объем.

По аналогии с электрическим потенциалом,  $J_n$  можно рассматривать как поверхностную плотность магнитных зарядов. Для среды, обладающей электрической проводимостью, при наличии посторонних электродвижущих сил, уравнения Максвелла для стационарного магнитного поля имеют вид:

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}, \quad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (1.8)$$

где  $\mathbf{j}$  — плотность тока, вызываемая посторонними электродвижущими силами.

Так как вектор  $\mathbf{H}$  не имеет источников ( $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ ), то его можно положить равным ротору некоторого вектора  $\mathbf{A}$ , т. е.

$$\mathbf{H} = \operatorname{rot} \mathbf{A}. \quad (1.9)$$

Тогда первое из уравнений (1.8) можно написать

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$$

или, заменяя  $\text{rot rot } \mathbf{A}$  его выражением, получим

$$\text{grad div } \mathbf{A} - \Delta \mathbf{A} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}.$$

Подчиняя вектор  $\mathbf{A}$  условию, чтобы

$$\text{div } \mathbf{A} = 0,$$

получим уравнение, которому должен удовлетворять вектор  $\mathbf{A}$

$$\Delta \mathbf{A} = -\frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (1.10)$$

Вектор  $\mathbf{A}$  носит название вектора потенциала, зная который, мы можем найти и вектор  $\mathbf{H}$ . Необходимость введения функции  $\mathbf{A}$  обуславливается тем, что уравнение (1.8), связывающее  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{j}$ , непосредственно не решается, тогда как уравнение (1.10) имеет решение

$$\mathbf{A}(x_0 y_0 z_0) = \frac{1}{c} \iiint \frac{\mathbf{j}}{r} d\tau,$$

где  $r$  и  $d\tau$  имеют те же значения, что и в уравнении (1.7).

Из этого уравнения путем подстановки его в уравнение (1.9) получается

$$\mathbf{H}(x_0 y_0 z_0) = \frac{1}{c} \int_v \text{rot } \frac{\mathbf{j}}{r} d\tau = \frac{1}{c} \int_v \frac{1}{r} \text{rot } \mathbf{j} d\tau - \frac{1}{c} \int_v \left[ \mathbf{j} \text{grad } \frac{1}{r} \right] d\tau.$$

При этом операция ротора (дифференцирования) должна производиться по координатам точки  $P(x_0 y_0 z_0)$ , в которой рассматриваются вектора  $\mathbf{A}$  и  $\mathbf{H}$ .

Так как вектор  $\mathbf{j}$  не зависит от точки  $P$ , то

$$\text{rot}_P \mathbf{j} = 0.$$

Кроме того,

$$\text{grad}_P \frac{1}{r} = -\frac{\mathbf{r}}{r^3}.$$

Поэтому

$$\mathbf{H} = \frac{1}{c} \int_v \frac{[\mathbf{j}\mathbf{r}]}{r^3} d\tau. \quad (1.11)$$

Это выражение представляет собой закон Био—Савара в его интегральной форме.

## § 2. Решение уравнения Лапласа

Нахождение магнитного потенциала по формуле (1.5), представляющей решение уравнения Пуассона, требует знания вектора намагниченности  $\mathbf{J}$  как функции координат внутри и на поверхности намагниченного тела. При изучении магнитного поля Земли мы сталкиваемся с необходимостью опреде-

лять его в любой точке пространства, не зная распределения вектора внутри Земли, а основываясь лишь на распределении вектора  $\mathbf{J}$  на ее поверхности, которое получается из непосредственных наблюдений его составляющих.

В этом случае выражение потенциала должно быть представлено как функция координат точек поверхности земного шара. Такое выражение можно получить, решая уравнение Лапласа (1.4) с заданными граничными условиями, каковыми являются распределение вектора  $\mathbf{H}$  на поверхности сферы и на бесконечности, где  $\mathbf{H} = 0$ .

Решение уравнения Лапласа можно получить в различной форме в зависимости от того, в каких координатах оно выражается. Общий же метод решения, независимо от системы координат, заключается в разделении переменных (метод Фурье) и состоит в том, что искомая функция  $U$  представляется в виде произведения трех функций, каждая из которых является функцией одной лишь переменной.

При рассмотрении вопросов земного магнетизма наиболее удобной системой координат является сферическая, поэтому остановимся на решении уравнения Лапласа, даваемого в сферических координатах, в которых это уравнение имеет вид

$$r^2 \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} + 2r \frac{\partial U}{\partial r} + \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial U}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 U}{\partial \lambda^2} = 0, \quad (1.12)$$

где  $r$ ,  $\theta$ , и  $\lambda$  — сферические координаты: радиус-вектор, дополнение широты и долготы соответственно.

Полагая сначала

$$U = f(r) \Phi(\theta, \lambda) \quad (1.13)$$

и подставляя это значение  $U$  в уравнение (1.12), получим

$$r^2 \Phi \frac{d^2 f}{dr^2} + 2r \Phi \frac{df}{dr} + \frac{f}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{f}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} = 0.$$

После разделения переменных будем иметь:

$$r^2 \frac{f''}{f} + 2r \frac{f'}{f} = - \frac{1}{\sin \theta \Phi} \cdot \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) - \frac{1}{\sin^2 \theta \Phi} \cdot \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2}.$$

Такое равенство возможно, если каждая часть его равна одному и тому же постоянному числу  $p$ , т. е.

$$\begin{aligned} r^2 \frac{d^2 f}{dr^2} + 2r \frac{df}{dr} - pf &= 0, \\ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2 \Phi}{\partial \lambda^2} + p\Phi &= 0. \end{aligned} \quad (1.14)$$

Первое из этих уравнений является уравнением Эйлера, и его интеграл имеет вид

$$f(r) = A_n r^{2n} + B_n r^{-2n}, \quad (1.15)$$

где  $A_n$  и  $B_n$  — произвольные постоянные интегрирования, а  $\beta_1$  и  $\beta_2$  — некоторые постоянные, которые находятся путем подстановки выражения (1.15) в уравнение (1.14). После такой подстановки оказывается, что  $\beta_1$  и  $\beta_2$  являются корнями квадратного уравнения

$$\beta(\beta + 1) = p,$$

параметр  $p$  — произвольное число, которое необходимо положить целым и равным:

$$p = n(n + 1) \quad (n = 0, 1, 2, \dots).$$

Тогда

$$\beta_1 = n, \quad \beta_2 = -(n + 1),$$

и, следовательно,

$$U = \left( A_n r^n + \frac{B_n}{r^{n+1}} \right) \Phi(\theta, \lambda). \quad (1.16)$$

Для нахождения функции  $\Phi(\theta, \lambda)$  положим ее равной

$$\Phi(\theta, \lambda) = \varphi(\theta) \psi(\lambda). \quad (1.17)$$

После подстановки ее в уравнение (1.14) и замены в нем  $v = n(n + 1)$  будем иметь

$$-\frac{1}{\psi} \frac{d^2 \psi}{d\lambda^2} = \frac{\sin \theta}{\varphi} \cdot \frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{d\varphi}{d\theta} \right) + n(n + 1) \sin^2 \theta, \quad (1.18)$$

откуда, приравнявая левую и правую части некоторой постоянной  $m^2$ , получим два обыкновенных дифференциальных уравнения:

$$\frac{d^2 \psi}{d\lambda^2} + m^2 \psi = 0, \quad (1.19)$$

$$\frac{d}{d\theta} \left( \sin \theta \frac{d\varphi}{d\theta} \right) + \left[ n(n + 1) \sin^2 \theta - \frac{m^2}{\sin \theta} \right] \varphi = 0. \quad (1.20)$$

Решением первого уравнения будет простая гармоническая функция

$$\psi = \alpha_n^m \sin m\varphi + \beta_n^m \cos m\lambda. \quad (1.21)$$

Значки  $n$  и  $m$  у постоянных коэффициентов обозначают, что  $\alpha$  и  $\beta$  относятся к решению уравнения (1.19), в котором коэффициентом при  $\psi$  является  $m^2$ , и что  $\psi$  связано с функцией  $\varphi$ , в которой постоянным коэффициентом при  $\sin^2 \theta$  служит  $n(n + 1)$ .

Решим сначала уравнение (1.20) для частного случая, когда  $m = 0$ , введя новую переменную  $x = \cos \theta$ , вследствие чего уравнение (1.20) примет вид

$$(1 - x^2) \frac{d^2 \varphi}{dx^2} - 2x \frac{d\varphi}{dx} + n(n + 1) \varphi = 0. \quad (1.22)$$

Будем искать решение этого уравнения в виде ряда

$$\varphi(x) = \sum_{k=0}^{\infty} p_k x^k. \quad (1.23)$$

После подстановки этого ряда в уравнение (1.22) получим:

$$\sum_{k=0}^{\infty} \{(k+2)(k+1)p_{k+2} + [n(n+1) - k(k+1)p_k]\} x^k = 0,$$

откуда

$$p_{k+2} = \frac{n(n+1) - k(k+1)}{(k+1)(k+2)} p_k.$$

Из этого соотношения вытекает, что при  $k=n$

$$p_{n+2} = p_{n+4} = \dots = 0.$$

Если же принять  $p_{n+1} = 0$ , то из того же соотношения вытекает, что  $p_{n+3} = p_{n+5} = \dots = 0$ , и, следовательно, ряд (1.23) должен оборваться на члене  $n$ -ой степени. Для того чтобы найти соотношение между коэффициентами  $p_k$  при степенях, меньших  $n$ , достаточно принять  $k = n - 2$ . В таком случае мы будем иметь:

$$p_{n-2} = -\frac{n(n-1)}{2(2n-1)} p_n, \quad p_{n-4} = \frac{n(n-1)(n-2)(n-3)}{2 \cdot 4 \cdot (2n-1)(2n-3)} p_n, \dots$$

$$p_{n-2m} = (-1)^{n-m} \frac{n(n-1) \dots (n-2m+1)}{2 \cdot 4 \cdot 6 \dots 2m(2n-1)(2n-3) \dots (2n-2m+1)} p_n.$$

Таким образом, при  $n$  четном первым членом ряда (1.23) будет  $p_0$ , и  $m = \frac{n}{2}$ ; при  $n$  нечетном — первый член —  $p_1$ , и  $m = \frac{n-1}{2}$ .

Следовательно, уравнение (1.22) одним из частных решений будет иметь:

$$\varphi_n(x) = p_n \sum_{m=0}^{\frac{n-1}{2}} (-1)^{n-m} \frac{n(n-1) \dots (n-2m+1) x^{n-2m}}{2 \cdot 4 \dots 2m(2n-1)(2n-3) \dots (2n-2m+1)}, \quad (1.24)$$

где  $p_n$  может иметь любое постоянное значение. Выберем его равным

$$p_n = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots n}.$$

В этом случае функции  $\varphi_n$ , выражаемые рядами (1.24), при различных значениях  $n$  носят название *полиномов Лежандра* и обозначаются символом  $P_n(x)$ , общее выражение которых

$$P_n(x) = \frac{1 \cdot 3 \cdot 5 \dots (2n-1)}{1 \cdot 2 \cdot 3 \dots n} \left\{ x^n - \frac{n(n-1)}{2(2n-1)} x^{n-2} + \right. \\ \left. + \frac{n(n-1)(n-2)}{2 \cdot 4(2n-1)(2n-3)} x^{n-4} \dots \right\}. \quad (1.25)$$

Первые пять полиномов Лежандра ( $n=1, 2, \dots, 5$ ), как легко видеть, имеют вид

$$P_0 = 1, \quad P_1 = x, \quad P_2 = \frac{3}{2}x^2 - \frac{1}{2}, \quad P_3 = \frac{5}{3}x^3 - \frac{3}{2}x, \\ P_4 = \frac{35}{8}x^4 - \frac{15}{4}x^2 + \frac{3}{8}, \quad P_5 = \frac{63}{8}x^5 - \frac{35}{4}x^3 + \frac{5}{8}x. \quad (1.26)$$

Нетрудно показать, что полиномы Лежандра являются коэффициентами разложения функции

$$f(\alpha) = (1 + \alpha^2 - 2\alpha x)^{-\frac{1}{2}} \quad (\alpha < 1) \quad (1.26a)$$

по степеням  $\alpha$  в ряд по биному Ньютона.

Для нахождения решения уравнения (1.20) продифференцируем уравнение (1.22)  $m$  раз по  $x$ , заменив в нем функцию  $\varphi(x)$  полиномом Лежандра  $P_n(x)$ . В результате получим новое уравнение

$$(1-x^2) \frac{d^{m+2}P_n(x)}{dx^{m+2}} - 2(m+1)x \frac{d^{m+1}P_n(x)}{dx^{m+1}} + \\ + (n-m)(n+m+1) \frac{d^m P_n(x)}{dx^m} = 0, \quad (1.27)$$

которому удовлетворяет функция  $y = \frac{d^m P_n}{dx^m}$ . Если положить в уравнении (1.20) функцию  $\varphi$  равной

$$\varphi = \sin^m \theta \frac{d^m P_n}{d(\cos \theta)^m} = (1-x^2)^{\frac{m}{2}} \frac{d^m P_n}{dx^m} = P_n^m(\cos \theta), \quad (1.28)$$

то после подстановки ее в это уравнение мы получим выражение (1.27). Следовательно, (1.28) удовлетворяет уравнению (1.20) и является его решением: Эта функция носит название *присоединенных полиномов Лежандра* и обозначается как  $P_n^m(\cos \theta)$ . Подставляя в уравнение (1.16) вместо функции  $\Phi(\theta, \lambda)$  значение из уравнений (1.17), (1.21) и (1.28), получим

$$U = \left( A_n r^n + \frac{B_n}{r^{n+1}} \right) (\alpha_n^m \sin m\lambda + \beta_n^m \cos m\lambda) P_n^m(\cos \theta).$$

Это выражение представляет частное решение уравнения Лапласа, справедливое при любых целых значениях  $m$  и  $n$ . Сумма их также будет решением; поэтому, суммируя по всем целым значениям  $n$  от нуля до бесконечности, получим общее решение (общий интеграл) уравнения Лапласа, которое примет одну из двух форм:

$$U_1 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n r^n (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (1.29)$$

$$U_2 = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{r^{n+1}} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (1.30)$$

Здесь

$$a_n^m = B_n \alpha_n^m, \quad b_n^m = B_n \beta_n^m, \quad c_n^m = A_n \alpha_n^m \quad \text{и} \quad d_n^m = A_n \beta_n^m.$$

Первая из них  $U_1$  относится к случаю, когда все члены  $r^n c_n^m$  и  $r^n d_n^m$ , начиная с некоторого  $n=k$ , становятся меньше единицы и при возрастании  $n$  стремятся к нулю. Вторая же форма ( $U_2$ ) справедлива, когда  $\frac{a_n^m}{r^{n+1}}$  и  $\frac{b_n^m}{r^{n+1}}$  имеют такие же свойства.

Постоянные  $a_n^m$  и  $b_n^m$  находятся из граничных условий. Так, если известен потенциал на поверхности шара, то, подставив в одно из выражений (1.29), (1.30) значения  $U_i$  ( $i=1, 2, \dots, N$ ), соответствующие координатам  $r_i$ ,  $\theta_i$  и  $\lambda_i$  на поверхности шара, то получим  $N$  уравнений, решая которые можно найти значения коэффициентов  $a_n^m$  и  $b_n^m$ . При этом если ограничиться числом членов ряда, равным  $n$ , то число уравнений должно быть  $N=(n+1)(n+2)$ .

Если же известны первые производные потенциала, т. е. составляющие напряженности магнитного поля, то для нахождения  $a_n^m$  и  $b_n^m$  необходимо выражения (1.29), (1.30) сначала продифференцировать по соответствующим координатам, т. е. найти выражения для составляющих по формулам:

$$X_i = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta}, \quad Y_i = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda}, \quad Z_i = -\frac{\partial U}{\partial r}, \quad (1.31)$$

а затем в эти выражения подставить наблюдаемые значения  $X_i$ ,  $Y_i$ ,  $Z_i$ , на поверхности шара.

Формула Пуассона. Нахождение потенциала и его первых производных по заданному распределению их на поверхности сферы можно произвести и несколько иным способом, который во многих случаях оказывается более удобным для практических целей, а именно—путем применения формулы Пуассона, которая является частным решением уравнения Лапласа и имеет следующий вид:

$$U_P = \pm \frac{R^2 - \rho^2}{4\pi R} \int \int_S \frac{\bar{U}}{r^3} dS, \quad (1.32)$$

где  $U_P$ — потенциал в какой-либо точке пространства  $P$  (рис. 2);  $R$ — радиус сферы;  $\rho$ — расстояние точки  $P$  от центра шара;

$r$  — расстояние от точки  $P$  до любого элемента поверхности сферы  $dS$ ;  $\bar{U}$  — значение потенциала на поверхности сферы. Знак плюс относится к случаю, когда точка  $P$  находится внутри, и минус — когда вне сферы.

Вывод этой формулы основан на теореме Грина, являющейся более общим случаем теоремы Гаусса — Остроградского.

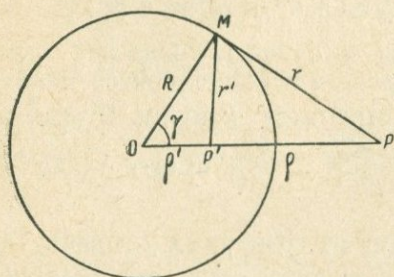


Рис. 2. К выводу формулы Пуассона.

Теорема Гаусса, как известно, относится к любой непрерывной векторной функции  $\mathbf{A}$  и позволяет интегрирование по объему свести к интегрированию по поверхности, а именно:

$$\iiint_{\mathcal{V}} \operatorname{div} \mathbf{A} d\tau = \iint ( \mathbf{A} dS ). \quad (1.33)$$

Если вектор  $\mathbf{A}$  является градиентом скалярной функции  $U$ , то теорема Гаусса приобретает вид

$$\iiint_{\mathcal{V}} \Delta U d\tau = \iint_S \frac{\partial U}{\partial n} dS, \quad (1.34)$$

где в левой части равенства интегрирование распространяется на весь объем  $\mathcal{V}$ , а в правой — на всю поверхность  $S$ , ограничивающую этот объем;  $n$  — нормаль к поверхности, направленная во внешнюю часть объема.

Теорема Грина отличается от теоремы Гаусса, выраженной в форме (1.34), тем, что интегрирование по объему и по поверхности относится не к одной функции  $U$ , а к двум любым функциям  $U(x, y, z)$  и  $V(x, y, z)$ , непрерывных, имеющих первые и вторые производные также непрерывными, а именно:

$$\iiint_{\mathcal{V}} (V \Delta U - U \Delta V) d\tau = \iint_S (V \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial V}{\partial n}) dS. \quad (1.35)$$

Если положить  $V=1$ , то теорема Грина переходит в теорему Гаусса, которую, таким образом, можно рассматривать как частный случай теоремы Грина.

Применим теорему Грина к случаю, когда функция  $V = \frac{1}{r}$ , где  $r$  — расстояние от некоторой неподвижной точки  $P$  до любой точки, находящейся внутри или на поверхности нашего объема  $\mathcal{V}$ , т. е.

$$r^2 = (x - x_0)^2 + (y - y_0)^2 + (z - z_0)^2,$$

при этом  $x_0, y_0, z_0$  — координаты точки  $P$ , а  $x, y, z$  — координаты элемента объема  $d\tau$  или элемента поверхности  $dS$ .

В таком случае теорема Грина (1.35) примет вид

$$\begin{aligned} \iiint_v \frac{1}{r} \Delta U d\tau - \iiint_v U \Delta \left( \frac{1}{r} \right) d\tau - \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} dS + \\ + \int_S U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) dS = 0. \end{aligned} \quad (1.36)$$

Если точка  $P$  находится вне объема  $v$ , то  $r$  для всех точек объема  $v$  больше нуля, и поэтому  $\Delta \left( \frac{1}{r} \right) = 0$ , и, следовательно,

$$\iiint_v \frac{\Delta U}{r} d\tau - \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} dS + \int_S U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) dS = 0. \quad (1.37)$$

Если же точка  $P$  расположена внутри или на поверхности объема  $v$ , то  $r$  в точке  $P$  становится равным нулю, вследствие чего функция  $\frac{1}{r}$  терпит разрыв, и теорема Грина становится неприменимой.

Чтобы избежать этого, окружим точку  $P$  сферой малого радиуса  $R$  и применим теорему Грина к объему, ограниченному поверхностью  $S$  и поверхностью сферы  $S'$  радиуса  $R$ . В таком случае мы опять будем иметь  $\Delta \left( \frac{1}{r} \right) = 0$ , но интегрирование по поверхности должно быть распространено на обе поверхности  $S$  и  $S'$ .

Так как нормали  $S$  и  $S'$  будут иметь противоположные направления, то при интегрировании по  $S$  мы будем иметь один знак, а при интегрировании по  $S'$  противоположный, и, следовательно, уравнение (1.37) должно принять вид

$$\begin{aligned} \iiint_v \frac{\Delta U}{r} d\tau - \int_S \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} dS + \int_{S'} \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} dS' + \\ + \int_S U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) dS - \int_{S'} U \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{1}{R} \right) dS' = 0. \end{aligned} \quad (1.38)$$

Так как  $dS' = R^2 \sin \theta d\theta d\lambda$ , где  $\theta$  и  $\lambda$  — сферические координаты элемента  $dS'$ , то

$$\begin{aligned} & \int_{S'} \int \frac{1}{R} \frac{\partial U}{\partial R} dS' - \int_{S'} \int U \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{1}{R} \right) dS' = \\ & = \int_{S'} \int \frac{\partial U}{\partial R} R \sin \theta d\theta d\lambda + \int_{S'} \int U \sin \theta d\theta d\lambda. \end{aligned}$$

Будем теперь уменьшать сферу  $S'$ , приближая  $R$  к нулю, в таком случае первый интеграл будет стремиться к нулю, а второй к  $4\pi U_P$ , где  $U_P$  — значение функции в точке  $P$ , и уравнение (1.38) получит следующий вид:

$$4\pi U_P = - \int_v \int \frac{\Delta U}{r} d\tau + \int_S \int \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} dS - \int_S \int U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) dS. \quad (1.39)$$

Аналогично можно показать, что для точки  $P$ , лежащей на поверхности объема  $v$ , правая часть уравнения (1.39) должна быть равна  $2\pi U_P$ . При этом  $\Delta U$  — значение лапласиана  $U$  внутри объема, а  $U$  и  $\frac{\partial U}{\partial n}$  — значения функции  $U$  и ее производной на поверхности, ограничивающей этот объем.

Уравнение (1.39) представляет собой фундаментальную формулу Грина, позволяющую находить потенциал в любой точке внутри объема, когда известны  $\Delta U$  внутри объема и  $\frac{\partial U}{\partial n}$  и  $U$  на его поверхности.

Если функция  $U$  удовлетворяет уравнению Лапласа во всем объеме  $v$ , то формула Грина (1.39) принимает вид

$$4\pi U_P = \int_S \int \left[ \frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial n} - U \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) \right] dS, \quad (1.40)$$

и, следовательно, это выражение будет не чем иным, как решением или интегралом уравнения Лапласа при заданных значениях функции  $U$  и производной  $\frac{\partial U}{\partial n}$  на поверхности сферы.

Однако можно выразить этот интеграл в такой форме, чтобы подынтегральная функция содержала либо саму функцию  $U$ , либо ее первую производную. Для этого применим теорему Грина (1.35) к функциям  $U$  и  $V$ , удовлетворяющим уравнению Лапласа, и сложим почленно оба уравнения (1.35) и (1.40); тогда будем иметь:

$$4\pi U_P = \int_S \int \left[ \frac{\partial U}{\partial n} \left( V + \frac{1}{r} \right) - U \frac{\partial}{\partial n} \left( V + \frac{1}{r} \right) \right] dS. \quad (1.41)$$

Так как функция  $V$  — произвольная, то ее можно подобрать таким образом, чтобы на поверхности сферы она удовлетворяла условию

$$V + \frac{1}{r} = 0. \quad (1.42)$$

Функция, удовлетворяющая этому условию, называется *функцией Грина* и обозначается буквой  $G$ . В этом случае уравнение (1.41) принимает вид

$$4\pi U_p = \iint_S U \frac{\partial G}{\partial n} dS. \quad (1.43)$$

Следовательно, чтобы решить уравнение Лапласа, когда задано распределение функции  $U$  на какой-нибудь поверхности, достаточно найти функцию Грина, удовлетворяющую условию (1.42). Нахождение ее представляет собой сложную математическую задачу, которая в настоящее время решена лишь в таких частных случаях, как сфера и плоскость. Оба эти случая имеют место в земном магнетизме при рассмотрении вопросов распределения магнитного поля в пространстве, окружающем Землю.

Для сферы функция Грина находится следующим образом. Пусть точка  $P'$  (см. рис. 2) расположена внутри сферы на расстоянии  $\rho'$  от ее центра. Выберем на продолжении линии  $OP'$  точку  $P$  на расстоянии  $\rho$ , которое удовлетворяет условию

$$\rho\rho' = R^2. \quad (1.44)$$

Точки  $P$  и  $P'$ , расстояния которых от центра сферы удовлетворяют этому условию, называются *сопряженными*. Пусть далее имеется точка  $M$ , лежащая на поверхности сферы. Тогда из треугольников  $OMP$  и  $OMP'$ , в которых стороны  $MP = r$  и  $MP' = r'$ , а угол  $MOP = \gamma$ , будем иметь:

$$\begin{aligned} r^2 &= R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \gamma, \\ r'^2 &= R^2 + \rho'^2 - 2R\rho' \cos \gamma. \end{aligned} \quad (1.45)$$

Заменяя во втором равенстве  $\rho'$  на  $\frac{R^2}{\rho}$  (см. (1.44)) и исключая затем из обоих уравнений (1.45)  $\cos \gamma$ , после некоторых преобразований получим

$$\frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \frac{R}{\rho} = 0. \quad (1.46)$$

Левая часть этого выражения представляет собой некоторую функцию  $G$  координат точки  $M$ , которая может находиться как внутри, так и во вне поверхности сферы. Если точка  $M$  лежит на сфере, то  $G$  равна нулю, если же она находится внутри или вне сферы, функция  $G$  будет отлична от нуля, т. е. для любой точки пространства

$$G = \frac{1}{r} - \frac{1}{r'} \frac{R}{\rho} \neq 0. \quad (1.47)$$

По своей форме это выражение представляет функцию Грина, так как первый ее член равен  $\frac{1}{r}$ , а на поверхности сферы оно обращается в нуль. Если окажется, что производная по нормали, т. е. по  $R$ , на поверхности сферы имеет конечное значение, то  $G$  действительно является функцией Грина. Так как  $R$  в выражении (1.47) представляет собой постоянную величину, не зависящую от координат точки  $M$ , то производная от  $G$  по  $R$  будет иметь вид

$$\frac{dG}{dR} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial r}{\partial R} + \frac{1}{r'^2} \frac{R}{\rho} \frac{dr'}{dR}.$$

Из уравнений (1.45) получаем

$$\begin{aligned} \frac{dr}{dR} &= \frac{R - 2\rho \cos \gamma}{r}, & \frac{dr'}{dR} &= \frac{R - 2\rho' \cos \gamma}{r'}, \\ -2\rho \cos \gamma &= \frac{r^2 - R^2 - \rho^2}{R}, & -2\rho' \cos \gamma &= \frac{r'^2 - R^2 - \rho'^2}{R}. \end{aligned}$$

Подставив эти значения в предыдущее равенство, получим

$$\frac{dG}{dR} = -\frac{r^2 - \rho^2}{Rr^3} + \frac{R}{\rho} \frac{r^2 - \rho'^2}{Rr'^2}.$$

Так как на поверхности сферы выполняется равенство (1.46), а  $\rho\rho' = R^2$ , то, решая (1.44) и (1.46) относительно  $r'$  и  $\rho'$  и подставляя их в предыдущее равенство, получим

$$\frac{dG}{dR} = \frac{R^2 - \rho^2}{Rr^3}. \quad (1.48)$$

Как видно, это выражение для всех точек, лежащих на поверхности сферы, есть величина конечная, поэтому функция  $G$  действительно представляет собой функцию Грина для сферы. Подставляя ее в уравнение (1.43), получим формулу Пуассона:

$$U_P = \frac{R^2 - \rho^2}{4\pi R} \iint \frac{U}{r^3} dS. \quad (1.49)$$

Эта формула относится к потенциалу для точек, расположенных внутри сферы. Но каждой внутренней точке  $P$  соответствует внешняя ей сопряженная точка  $P'$ , координаты которой связаны равенствами (1.44), (1.46), из которых вытекает уравнение:

$$\frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \frac{R}{\rho} = 0. \quad (1.50)$$

Если точка  $M$  находится вне сферы, то левая часть этого уравнения будет отлична от нуля, и поэтому по аналогии с функцией (1.47) ее можно рассматривать как функцию Грина  $G$  для точек, расположенных вне сферы. Действительно, производная от (1.50) по нормали на поверхности сферы отлична от нуля и имеет такой же вид, как и функция (1.48), но с обратным знаком, т. е.

$$\frac{dG}{dn} = \frac{d}{dR} \left( \frac{1}{r'} - \frac{1}{r} \frac{R}{\rho'} \right) = - \frac{R^2 - \rho'^2}{R r'^3}$$

Поэтому выражение

$$U_P = - \frac{R^2 - \rho'^2}{4\pi R} \iint \frac{U}{r'^3} dS' \quad (1.51)$$

будет представлять собой формулу Пуассона для внешней точки  $P'$ , когда задано распределение потенциала на сфере радиуса  $R$ . Формула Пуассона, так же как и формулы (1.29), (1.30), позволяет находить магнитное поле земного шара в любой точке пространства по наблюдаемым значениям на его поверхности, не делая при этом никаких предположений относительно распределения намагниченности внутри Земли.

### § 3. Магнитное поле замкнутого линейного контура

Источниками магнитного поля являются замкнутые электрические токи и намагниченные тела. Последние по своему действию эквивалентны совокупности элементарных магнитов или элементарных контуров тока, в обоих случаях называемых *диполями*. Поэтому крайне важным является знание законов, которым подчинено магнитное поле таких диполей, и как они получаются из общих уравнений магнитного поля.

Рассмотрим сначала магнитное поле линейного контура тока любой формы. При этом под линейным контуром понимается замкнутый проводник, площадь поперечного сечения которого бесконечно мала, а сила тока, протекающего в таком контуре, имеет конечную величину  $I$ . Поле такого контура найдется из закона Био-Савара, заменяя в нем  $\mathbf{j} dv = I d\mathbf{l}$ , где  $d\mathbf{l}$  — элемент контура, по которому протекает ток  $I$ . Составляющая вектора  $H$  по оси  $x$  будет

$$H_x = \frac{I}{c} \oint \left( \frac{r_z}{r^3} dy - \frac{r_y}{r^3} dz \right). \quad (1.52)$$

Если обозначить координаты точки  $P$  через  $x_1, y_1, z_1$ , а координаты элемента  $d\mathbf{l}$  через  $x, y, z$ , то

$$r_y = y_1 - y, \quad r_z = z_1 - z.$$

Введем вспомогательный вектор  $\mathbf{L}$ , составляющие которого будут

$$L_x = 0, \quad L_y = \frac{r_z}{r^3}, \quad L_z = -\frac{r_y}{r^3}.$$

Из этих соотношений видно, что направление вектора  $\mathbf{L}$  вполне определяется заданием координат точки  $P$  и элемента  $d\mathbf{l}$ .

В таком случае формулу (1.52) можно записать в виде

$$H_x = \frac{I}{c} \oint (\mathbf{L}, d\mathbf{l})$$

или, применяя теорему Стокса о преобразовании контурного интеграла в поверхностный,

$$H_x = \frac{I}{c} \int (\text{rot } \mathbf{L} d\mathbf{S}), \quad (1.53)$$

где интегрирование должно быть распространено на всю поверхность, опирающуюся на контур тока; при этом форма и размеры поверхности могут быть какие угодно. Направление же нормали к элементу поверхности  $d\mathbf{S}$  зависит от направления элемента контура  $d\mathbf{l}$ , совпадающего с направлением тока.

Пользуясь формулой для скалярного произведения и заменяя в ней составляющие ротора  $\mathbf{L}$  его значениями, можно получить

$$(\text{rot } \mathbf{L} d\mathbf{S}) = -\frac{\partial}{\partial x_1} \left[ \frac{\partial \left( \frac{1}{r} \right)}{\partial n} \right] d\mathbf{S},$$

и, следовательно,

$$H_x = -\frac{I}{c} \frac{\partial}{\partial x_1} \int \frac{\partial \left( \frac{1}{r} \right)}{\partial n} d\mathbf{S}.$$

Аналогично находятся составляющие  $H_y$  и  $H_z$ , откуда

$$\mathbf{H} = -\frac{I}{c} \text{grad} \int \frac{\partial \left( \frac{1}{r} \right)}{\partial n} d\mathbf{S} = -\frac{I}{c} \text{grad} \int \frac{d\mathbf{S}}{r^2} \cos(n, r).$$

Выражение под интегралом не что иное, как элемент телесного угла  $d\Omega$ , под которым виден элемент  $d\mathbf{S}$  из точки  $P$ , т. е.

$$d\Omega = \frac{d\mathbf{S}}{r^2} \cos(n, r). \quad (1.54)$$

Следовательно,

$$\mathbf{H} = -\text{grad} \frac{I}{c} \Omega,$$

и поэтому величину  $\frac{I}{c} \Omega$  можно назвать *магнитным потенциалом*  $U$  замкнутого контура, т. е.

$$U = -\frac{I}{c} \Omega = -\frac{I}{c} \iint \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r} \right) dS = \frac{I}{c} \iint \frac{dS}{r^2} \cos(n, r). \quad (1.55)$$

Для нахождения же  $U$  необходимо выразить телесный угол  $\Omega$  как функцию координат точки  $P$ .

#### § 4. Магнитный потенциал элементарного контура

Если замкнутый линейный контур представляет собой элементарный контур, площадь которого бесконечно мала, то, в соответствии с формулой (1.55), потенциал его выразится уравнением

$$dU = \frac{IdS}{cr^2} \cos(n, r),$$

или в векторной форме

$$dU = \frac{I}{c} \frac{(dS, \mathbf{r})}{r^3}. \quad (1.56)$$

Точно такую же форму имеет потенциал, создаваемый элементарным магнитом, т. е. двумя точечными магнитными зарядами разноименных знаков, находящихся на очень близком расстоянии друг от друга. Действительно, обозначая величину магнитного заряда через  $m$ , легко получить, пользуясь законом Кулона,

$$dU = \frac{m d\mathbf{l}}{r^2} \cos(\mathbf{dl}, \mathbf{r}) = \frac{m (d\mathbf{l}, \mathbf{r})}{r^3} = m \left( d\mathbf{l} \operatorname{grad} \frac{1}{r} \right). \quad (1.57)$$

Произведение  $m d\mathbf{l}$  носит название *магнитного момента*  $\mu$ , который представляет собой вектор, совпадающий по направлению с  $d\mathbf{l}$  и по величине равный произведению массы  $m$  на расстояние между зарядами, т. е.

$$m d\mathbf{l} = \mu.$$

Сравнивая выражение (1.56) и (1.57), мы видим, что они будут тождественны друг другу, если положить]

$$\frac{I}{c} dS = m d\mathbf{l}, \quad (1.58)$$

т. е. заменить элементарный ток элементарным магнитом, магнитный момент которого равен произведению  $IdS$ . Поэтому по аналогии величина  $IdS$  получила название магнитного момента элементарного контура. Таким образом, *магнитным моментом элементарного контура* называется вектор, по величине пропорциональный произведению силы тока на площадь

контура тока, а по направлению совпадающий с нормалью к площади контура  $dS$ , т. е.

$$\mu = \frac{I}{c} dS. \quad (1.59)$$

Страна же направления остается произвольной. Условились принимать за положительное направление нормали направление, совпадающее с поступательным движением штопора, когда он вращается в направлении тока. Элементарный магнит и элементарный контур для краткости называют *диполем*. Величина напряженности магнитного поля диполя выражается следующим соотношением:

$$\mathbf{H} = -\text{grad} \frac{(\mu, \mathbf{r})}{r^3} = \mu \left[ \frac{(\mathbf{n}, \mathbf{r}) \mathbf{r}}{r^5} - \frac{\mathbf{n}}{r^3} \right], \quad (1.60)$$

где  $\mathbf{n}$  — единичный вектор, по направлению совпадающий с направлением магнитного момента.

Поэтому понятие о магнитном моменте играет такую же роль при рассмотрении магнитного поля электрических токов, как и понятие магнитного заряда при рассмотрении поля постоянных магнитов. Распространяя это понятие на контур конечных размеров, можно показать, что напряженность магнитного поля линейного контура также пропорциональна произведению силы тока на площадь контура, которое носит название *магнитного момента контура*.

Формулы (1.57) и (1.58) дают нам возможность заменять при вычислениях магнитного потенциала контуров тока элементарные токи магнитными диполями.

## § 5. Магнитное поле намагниченного тела

Источниками магнитного поля, как указывалось выше, являются также и намагниченные тела. Какова бы ни была величина намагниченности и распределение ее внутри тела, магнитное поле, создаваемое телом, аналогично полю совокупности (ансамбля) большого числа элементарных магнетиков (диполь), расположенных так, что в каждом элементе объема магнитный момент в направлении диполя совпадает с магнитным моментом этого объема. Иначе говоря, намагниченные тела можно рассматривать как совокупность элементарных магнитных моментов.

Геометрическая сумма всех элементарных моментов в данном теле называется магнитным моментом  $\mathbf{M}$  этого тела и характеризует степень его намагниченности. Если рассматривать отдельные малые части объема тела, то в каждой такой части  $\Delta\tau$  геометрическая сумма элементарных магнитных

моментов при равенстве  $\Delta\tau$  может быть различной как по величине, так и по направлению. Обозначим магнитный момент такого объема через  $\Delta\mathbf{M}$ , тогда отношение момента к объему  $\Delta\tau$  называется *намагниченностью тела* и обозначается буквой  $\mathbf{J}$ , т. е.

$$\mathbf{J} = \frac{\Delta\mathbf{M}}{\Delta\tau}.$$

Магнитный потенциал  $dU$  в любой точке пространства  $P$  каждого из  $d\mathbf{M}$  выразится как

$$dU = \frac{(d\mathbf{M}\mathbf{r})}{r^3},$$

где  $r$  — расстояние точки  $P$  от элемента объема  $d\tau$ .

Так как  $d\mathbf{M} = \mathbf{J}d\tau$ , то

$$dU = \frac{(\mathbf{J}, \mathbf{r})}{r^3} d\tau,$$

или

$$dU = - \left( \mathbf{J} \operatorname{grad} \frac{1}{r} \right) d\tau.$$

Следовательно, потенциал  $U$  всего тела в точке  $P$  будет

$$U = - \int \left( \mathbf{J} \operatorname{grad} \frac{1}{r} \right) d\tau; \quad (1.61)$$

при этом интегрирование должно быть проведено по всему объему, а градиент взят по координатам точки  $P$ . Если же градиент от функции  $\frac{1}{r}$  составить по координатам точки  $Q$  элемента  $d\tau$ , то, как известно,

$$\operatorname{grad}_P \frac{1}{r} = - \operatorname{grad}_Q \frac{1}{r},$$

и предыдущее выражение запишется в виде

$$U = \int \left( \mathbf{J} \operatorname{grad}_Q \frac{1}{r} \right) d\tau.$$

Применяя к подынтегральному выражению известную формулу векторного анализа для дивергенции произведения вектора на скаляр, получаем

$$U = \int \operatorname{div} \left( \frac{\mathbf{J}}{r} \right) d\tau - \int \frac{\operatorname{div} \mathbf{J}}{r} d\tau.$$

Первый интеграл преобразуется в поверхностный по формуле Гаусса, и поэтому

$$U = \int_S \frac{(\mathbf{J} d\mathbf{S})}{r} - \int_V \frac{\operatorname{div} \mathbf{J}}{r} d\tau. \quad (1.62)$$

Первый интеграл распространяется на всю поверхность намагниченного тела, а второй на весь его объем.

Найденное выражение полностью совпадает с выражением (1.6), полученным из решения уравнения Пуассона.

Оно справедливо для любой точки пространства как внутри, так и вне тела.

Если в уравнении (1.61) вектор  $\mathbf{J}$  принять постоянным, т. е. считать тело намагниченным однородно, то это уравнение переходит в следующее:

$$U = - \left( \mathbf{J} \int \text{grad}_P \frac{1}{r} d\tau \right).$$

Так как операция градиента производится по координатам точки  $P$ , а интегрирование по координатам точки  $Q$ , то порядок операции градиента и интегрирования можно изменить на обратный и написать:

$$U = - \left( \mathbf{J} \text{grad} \int \frac{d\tau}{r} \right).$$

Обозначим  $V = \int \frac{d\tau}{r}$ , тогда

$$U = - (\mathbf{J} \text{grad} V), \quad (1.63)$$

где  $V$  не что иное, как гравитационный потенциал, создаваемый намагниченным телом в предположении, что плотность в нем всюду равна обратной величине гравитационной постоянной ( $D = \frac{1}{6} \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$ ).

Таким образом, магнитный потенциал однородно намагниченного тела представляет собой с обратным знаком скалярное произведение намагниченности  $\mathbf{J}$  на градиент потенциала  $V$  гравитационной массы намагниченного тела, с плотностью, равной  $\frac{1}{6} \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$ . Уравнение (1.63) носит название *теоремы Пуассона*, которая позволяет находить магнитный потенциал однородно намагниченных тел, когда известен гравитационный потенциал тел, такой же формы и размеров и имеющих постоянную плотность.

Другое выражение для однородно намагниченного тела получается из уравнения (1.62). Поскольку  $\text{div} \mathbf{J} = 0$ , имеем:

$$U = \int \frac{J_n}{r} dS. \quad (1.64)$$

Для нахождения магнитного потенциала по данной формуле необходимо знать поверхностное распределение нормальной составляющей вектора намагниченности. Вопрос о том, какой из этих двух формул (1.63) или (1.64) пользоваться при вычислении магнитного потенциала, решается формой магнитного тела. Для некоторых форм, как, например, шар, эллипсоид, удобнее пользоваться формулой (1.63), так как для них

известны гравитационные потенциалы, для других — как призма, цилиндр, задача легко решается исходя из уравнения (1.64).

В качестве примеров, имеющих большое значение в земном магнетизме, рассмотрим магнитное поле однородно намагниченного шара и эллипсоида, пользуясь установленными формулами:

1. Гравитационный потенциал шара  $V$  во внешней точке имеет вид  $V = \frac{v}{r}$ , где  $v$  — объем шара. Поэтому магнитный потенциал в той же точке будет

$$U = v \frac{(\mathbf{Jr})}{r^3}, \text{ или } U = \frac{(\mathbf{Mr})}{r^3},$$

т. е. магнитный потенциал однородно намагниченного шара во внешнем пространстве эквивалентен потенциалу диполя. Следовательно, напряженность магнитного поля выразится тем же уравнением, что и для диполя, т. е. (1.60).

Для нахождения потенциала внутри шара на расстоянии  $r_1$  от его центра разделим его шаровой поверхностью радиуса  $r_1$  на две части.

Магнитный потенциал  $U$  в точке, лежащей на этой шаровой поверхности, будет суммой потенциала  $U_1$ , вызываемого шаром радиуса  $r_1$  и потенциала  $U_2$  шарового слоя.

Первый из них по предыдущему выразится уравнением:

$$U_1 = \frac{4}{3} \pi \frac{r_1^3}{r_1} (\mathbf{Jr}_1) = \frac{4}{3} \pi (\mathbf{Jr}_1).$$

Гравитационный потенциал внутри шарового слоя является постоянной величиной, и градиент его равен нулю, поэтому

$$U_2 = 0.$$

Следовательно, потенциал внутри шара:

$$U = U_1 = \frac{4}{3} \pi (\mathbf{Jr}_1),$$

откуда напряженность магнитного поля внутри шара

$$\mathbf{H}_i = -\text{grad } U = -\frac{4}{3} \pi \mathbf{J}. \quad (1.65)$$

Следовательно,  $\mathbf{H}_i$  пропорционально намагниченности и имеет направление, противоположное  $\mathbf{J}$ . Коэффициент пропорциональности

$$N = \frac{4}{3} \pi$$

носит название *коэффициента размагничивания*.

2. Гравитационный потенциал эллипсоида известен и выражается для точки  $P$  с координатами  $x, y, z$ , лежащей вне эллипсоида, следующей формулой:

$$V = \pi abc \int_{\eta}^{\infty} \left( 1 - \frac{x^2}{a^2 + \theta} - \frac{y^2}{b^2 + \theta} - \frac{z^2}{c^2 + \theta} \right) \frac{d\theta}{\sqrt{\varphi(\theta)}},$$

где  $a, b, c$  — полуоси эллипсоида, а  $\eta$  — корень уравнения

$$\frac{x^2}{a^2 + \eta} + \frac{y^2}{b^2 + \eta} + \frac{z^2}{c^2 + \eta} = 1. \quad (1.66)$$

Найдем сначала магнитный потенциал на поверхности эллипсоида. В этом случае корень уравнения (1.66)  $\eta = 0$ , и поэтому гравитационный потенциал будет

$$V = -\pi abc \int_0^{\infty} \left( \frac{x^2}{a^2 + \theta} + \frac{y^2}{b^2 + \theta} + \frac{z^2}{c^2 + \theta} \right) \frac{d\theta}{\sqrt{\varphi(\theta)}} + \Phi.$$

Это выражение можно написать иначе:

$$V = -\frac{1}{2} [Lx^2 + My^2 + Nz^2] + \Phi,$$

где  $L, M, N, \Phi$  — постоянные величины, выражающиеся через определенные эллиптические интегралы:

$$L = 2\pi abc \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{(a^2 + \theta)\sqrt{\varphi(\theta)}}, \quad M = 2\pi abc \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{(b^2 + \theta)\sqrt{\varphi(\theta)}}; \\ N = 2\pi abc \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{(c^2 + \theta)\sqrt{\varphi(\theta)}}, \quad \Phi = \int_0^{\infty} \frac{d\theta}{\sqrt{\varphi(\theta)}}. \quad (1.67)$$

Следовательно, магнитный потенциал на поверхности эллипсоида будет иметь вид:

$$U = J_x Lx + J_y My + J_z Nz; \quad (1.68)$$

при этом произведения  $Lx, My$  и  $Nz$  представляют собой составляющие силы гравитационного притяжения эллипсоида  $f$ , т. е.

$$f_x = Lx, \quad f_y = My, \quad f_z = Nz. \quad (1.69)$$

Магнитный потенциал эллипсоида во внешней точке по теореме Пуассона будет

$$U_e = J_x f_x + J_y f_y + J_z f_z,$$

где  $f_x, f_y, f_z$  также будут составляющими силы гравитационного притяжения во внешней точке  $P$ . Для нахождения этих сил проведем через точку  $P$  эллипсоид, софокусный с данным эллипсоидом так, чтобы оси их совпадали. Тогда, по теореме

Маклорена, притяжение таким эллипсоидом, при одинаковой плотности, во столько раз больше, во сколько объем его больше объема данного эллипсоида; поэтому мы можем написать:

$$\frac{f'_x}{f_x} = \frac{f'_y}{f_y} = \frac{f'_z}{f_z} = \frac{a_1 b_1 c_1}{abc},$$

где  $a_1, b_1, c_1$  — полуоси софокусного эллипсоида, а  $f'_x, f'_y, f'_z$  — составляющие силы притяжения софокусного эллипсоида.

Так как точка  $P$  лежит на поверхности софокусного эллипсоида, то в соответствии с формулами (1.68) и (1.69)

$$f'_x = L_1 x, \quad f'_y = M_1 y, \quad f'_z = N_1 z,$$

где  $L_1, M_1$  и  $N_1$  — постоянные величины, определяемые формулами (1.67), в которых полуоси  $a, b, c$  заменены полуосями  $a_1, b_1, c_1$ . Следовательно,

$$f_x = \frac{abc}{a_1 b_1 c_1} L_1 x, \quad f_y = \frac{abc}{a_1 b_1 c_1} M_1 y, \quad f_z = \frac{abc}{a_1 b_1 c_1} N_1 z,$$

откуда

$$U_e = \frac{abc}{a_1 b_1 c_1} [J_x L_1 x + J_y M_1 y + J_z N_1 z]. \quad (1.70)$$

Полуоси  $a_1, b_1, c_1$  находятся из условия софокусности эллипсоидов и из условия, что рассматриваемая точка лежит на поверхности эллипсоида с осями  $a_1, b_1, c_1$ . Первое условие дает

$$a_1^2 - b_1^2 = a^2 - b^2 = q_1^2, \quad a_1^2 - c_1^2 = a^2 - c^2 = q_2^2,$$

а второе

$$\frac{x^2}{a_1^2} + \frac{y^2}{b_1^2} + \frac{z^2}{c_1^2} = 1.$$

Эти три уравнения дают возможность найти искомые полуоси.

Из эллипсоидов с различным соотношением осей в магнетометрии имеет значение двухосный сжатый эллипсоид, которому иногда можно уподобить породы, залегающие в виде линз, параллельно земной поверхности. Вытянутый эллипсоид с большим фокусным расстоянием, как показывает теория, с большой степенью приближения эквивалентен линейному магниту (два точечных полюса на расстоянии  $l$ ), полюса которого совпадают с фокусами эллипсоида.

Эллипсоиды с небольшим фокусным расстоянием, очевидно, эквивалентны шару.

Магнитное же поле сжатого эллипсоида с большим соотношением осей более простой аналогии не имеет, и поэтому потенциал его приходится рассчитывать по формуле (1.70), если в ней положить  $a = b$ , тогда

$$U = \frac{a^2 c}{a_1^2 c_1} [J_z N_1 z + (J_x x + J_y y) L_1].$$

Положим далее, что  $a > c$  и эллипсоид намагничен по оси  $z$ , тогда

$$U = \frac{a^2 c}{a_1^2 c_1} N_1 J_z z; \quad (1.71)$$

при этом постоянный коэффициент  $N_1$  имеет следующий вид:

$$N_1 = 2\pi a_1^2 c_1 \int_0^\infty \frac{a\theta}{(a_1^2 + \theta)(c_1^2 + \theta)^{\frac{3}{2}}},$$

или после интегрирования

$$N_1 = 4\pi a_1^2 c_1 \left[ \frac{1}{q^2 c_1} - \frac{1}{q^3} \operatorname{arctg} \frac{q}{c_1} \right],$$

где  $q^2 = a_1^2 - c_1^2$ . Замечая, что  $\frac{4}{3} \pi a^2 c J$  представляет собой магнитный момент эллипсоида  $M_0$  и подставляя  $N_1$  из уравнения (1.67) в уравнение (1.71), получим

$$U = 3M_0 \left[ \frac{1}{q^2 c_1} - \frac{1}{q^3} \operatorname{arctg} \frac{q}{c_1} \right] z. \quad (1.72)$$

Условие софокусности эллипсоида и условие того, что точка  $P$  с координатами  $x$ ,  $y$  и  $z$  лежит на поверхности эллипсоида с осями  $a_1$ ,  $c_1$ , дают

$$a_1^2 - c_1^2 = a^2 - c^2 = q^2, \quad \frac{x^2}{a_1^2} + \frac{z^2}{c_1^2} = 1,$$

откуда, решая эти уравнения, находим:

$$a_1^2 = \frac{1}{2} (x^2 + z^2 + q^2) + \frac{1}{2} \sqrt{(x^2 + z^2 + q^2)^2 + 4z^2 q^2},$$

$$c_1^2 = \frac{1}{2} (x^2 + z^2 - q^2) + \frac{1}{2} \sqrt{(x^2 + z^2 - q^2)^2 + 4z^2 q^2}.$$

Составляющие напряженности магнитного поля найдутся из уравнения (1.72)

$$H_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = 3 \frac{M_0 z}{a_1^2 c_1} \frac{x}{t},$$

$$H_z = -\frac{\partial U}{\partial z} = 3M_0 \left[ \frac{z}{tc_1^3} - \frac{1}{q^2} \left( \frac{1}{c_1} - \frac{1}{q} \operatorname{arctg} \frac{q}{c_1} \right) \right], \quad (1.73)$$

где

$$t = \sqrt{(x^2 + z^2 - q^2)^2 + 4z^2 q^2}.$$

Если за единицу длины принять половину фокусного расстояния, т. е. положить  $q=1$ , то отношения  $\frac{H_x}{M_0}$  и  $\frac{H_z}{M_0}$  будут не зависимы от размеров эллипсоидов и отношения их осей, так как  $a$  и  $c$  зависят только от фокусного расстояния  $2q$  и координат точки  $P$ .]

### § 6. Разложение потенциала намагниченного тела в ряд по сферическим функциям

Магнитный потенциал намагниченного тела можно получить в форме, представленной выражениями (1.62) и (1.63), но несколько другим путем, который дает возможность выразить постоянные интегрирования  $a_n^m$ ,  $b_n^m$ ,  $c_n^m$  и  $d_n^m$  в функции параметров намагниченного тела.

Магнитный потенциал  $U$  в какой-либо точке  $P$ , как было показано выше (см. § 5), имеет вид

$$U = \iiint \frac{\rho d\tau}{r} = \iiint \frac{dm}{r}.$$

Разложим подынтегральную функцию  $\frac{1}{r}$  в ряд. Такое разложение может быть произведено двояким образом, в зависимости от того, где находится начало координат, определяющих положение точки  $P$  и намагниченного тела — вне или внутри его.

1. Положим, что начало координат находится в центральной части намагниченного тела, и обозначим расстояние точки  $P$  от начала координат через  $R$  (рис. 3), а расстояние точки  $Q$  элемента объема внутри тела — через  $r'$ , тогда  $r^2 = R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma$ , где  $\gamma$  — угол между  $R$  и  $r'$ . Если точка  $P$  находится на таком расстоянии от начала координат, что для всех точек  $Q$  внутри тела  $r' < R$ , то подынтегральная функция  $\frac{1}{r}$  может быть написана в виде

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} \left[ 1 + \left( \frac{r'}{R} \right)^2 - 2 \frac{r'}{R} \cos \gamma \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

В § 2 [см. (1.26a)] было указано, что при разложении такой функции в ряд по биному Ньютона коэффициентами при членах  $\left( \frac{r'}{R} \right)^n$  будут полиномы Лежандра от аргумента  $\cos \gamma$ , т. е.

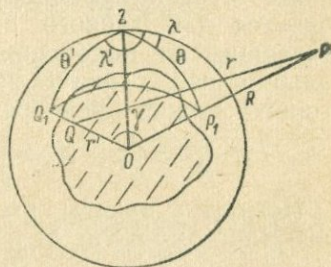


Рис. 3. К выводу потенциала намагниченного тела.

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{R} \sum_{n=0}^{\infty} \left(\frac{r'}{R}\right)^n P_n(\cos \gamma).$$

Поэтому потенциал  $U$  после замены  $\frac{1}{r}$  его рядом примет вид

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{A_n}{R^{n+1}}, \quad (1.74)$$

где

$$A_n = \iiint r'^n P_n(\cos \gamma) dm. \quad (1.75)$$

Одним из свойств полиномов Лежандра является то, что при любом  $n$   $P_n(\cos \gamma) \leq 1$ . Поэтому  $r'^n P_n(\cos \gamma) \leq r'^n$ . По свойству же определенного интеграла

$$\iiint r'^{n-1} r' dm = (r'^{n-1})_{\text{cp}} \iiint r' dm \simeq (r'^{n-1})_{\text{cp}} M,$$

где  $M$  — магнитный момент всего тела, следовательно,

$$U < \frac{M}{R} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(r'^{n-1})_{\text{cp}}}{R^n}.$$

Ряд, стоящий в правой части, является сходящимся, так как любое  $r' < R$ , поэтому ряд (1.74) также будет сходящимся. Кроме того, коэффициент  $A_n$ , как видно из уравнения (1.75), является для данного намагниченного тела постоянным, не зависящим от положения точки  $P$ ; поэтому при достаточно большом расстоянии  $R$  всеми членами ряда, кроме первого и второго, можно пренебречь. В этом случае

$$U = \frac{A_0}{R} + \frac{A_1}{R^2}, \quad A_0 = \iiint dm = 0, \quad A_1 = \iiint r' \cos \gamma dm.$$

Нетрудно видеть, что  $A_1$  представляет собой проекцию магнитного момента  $M$  на ось  $R$ ; поэтому

$$U = \frac{M}{R^2} \cos \varphi,$$

где  $\varphi$  — угол между  $M$  и  $R$ . Это выражение — не что иное, как потенциал однородно намагниченного шара.

Следовательно, любое намагниченное тело, т. е. тело любой формы с любым распределением в нем намагниченности, на достаточно большом расстоянии можно рассматривать как однородно намагниченный шар, или диполь, имеющий тот же самый магнитный момент, что и данное тело.

Это свойство дает возможность ограничиваться рассмотрением поля диполя, когда источник поля находится на большом расстоянии или когда требование к точности определения поля невелико.

Для нахождения коэффициентов  $A_n$  необходимо  $\cos \gamma$  выразить через угловые координаты точек  $P$  и  $Q$ .

Опишем из точки  $O$  (рис. 3) шаровую поверхность и спроектируем на нее обе эти точки и ось координат  $z$ . Тогда из сферического треугольника  $zP_1Q_1$  будем иметь:

$$\cos \gamma = \cos \theta \cos \theta' + \sin \theta \sin \theta' \cos (\lambda - \lambda'),$$

где  $\theta$  и  $\lambda$  — угловые координаты точки  $P$ , а  $\theta'$  и  $\lambda'$  — для точки  $Q$ . Воспользуемся теоремой сложения, доказываемой в теории шаровых функций, согласно которой

$$P_n(\cos \gamma) = \sum_{m=0}^n \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n P_n^m(\cos \theta) P_n^m(\cos \theta') \cos m(\lambda - \lambda'), \quad (1.76)$$

где

$$c_n = \begin{cases} 1 & \text{при } m=0, \\ 2 & \text{при } m>0. \end{cases}$$

Тогда

$$A_n = \sum_{m=0}^n (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (1.77)$$

где

$$a_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint r'^n P_n^m(\cos \theta') \cos m\lambda' dm,$$

$$b_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint r'^n P_n^m(\cos \theta') \sin m\lambda' dm.$$

Подставив это значение  $A_n$  в выражение (1.74), представим потенциал намагниченного тела в виде

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n \frac{1}{R^{n+1}} (a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (1.78)$$

Это выражение в точности совпадает с выражением (1.30), полученным из решения уравнения Лапласа. Отличием же является то, что коэффициенты  $a_n^m$  и  $b_n^m$  в этом случае имеют определенный физический смысл, в то время как в предыдущем случае они получались в виде произвольных постоянных.

Если магнит имеет осевую симметрию — цилиндр, эллипсоид, то потенциал не должен зависеть от  $\lambda$ , а это, согласно (1.78), возможно лишь в случае, когда  $m=0$ . Поэтому коэффициенты для симметричного магнита принимают вид

$$A_n = a_n P_n(\cos \theta),$$

где

$$a_n = \iiint r'^n P_n(\cos \theta') dm,$$

и потенциал может быть представлен, как

$$U = \frac{a_1}{R^2} \cos \theta + \frac{a_2}{R^3} P_2(\cos \theta) + \dots = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{a_n}{R^{n+1}} P_n(\cos \theta). \quad (1.79)$$

Если же магнит, кроме того, имеет центр симметрии, то, помещая начало координат в этот центр, для симметричных точек внутри магнита будем иметь  $\theta' = \pi - \theta''$ .

Для четных значений  $n$  полиномы Лежандра удовлетворяют уравнению

$$P_{2n}(\cos \theta') = P_{2n}[\cos(\pi - \theta'')],$$

а для нечетных

$$P_{2n+1}(\cos \theta') = -P_{2n+1}[\cos(\pi - \theta'')].$$

Кроме того, для одной половины магнита магнитная масса  $dm$  имеет положительное значение, а для другой отрицательное; поэтому интегралы, посредством которых выражаются коэффициенты  $a_n$ , для четных значений исчезают. Вследствие этого потенциал магнита, имеющий ось симметрии и центр симметрии, будет иметь вид

$$U = \frac{a_1 \cos \theta}{R^2} + \frac{a_3}{R^4} P_3(\cos \theta) + \dots = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{a_{2n-1}}{R^{2n}} P_{2n-1}(\cos \theta). \quad (1.80)$$

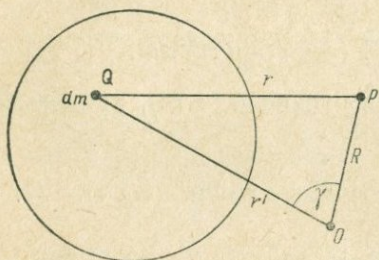


Рис. 4. К выводу потенциала намагниченного тела.

2. Рассмотрим случай, когда начало координат  $O$  лежит вне тела (рис. 4) и сохраним те же обозначения, что и в случае 1:  $R$  — расстояние от начала координат до точки  $P$ ;  $r'$  — расстояние точки  $Q$  до начала координат и  $\gamma$  — угол между  $R$  и  $r'$ . Тогда, как и раньше,  $r^2 = R^2 + r'^2 - 2Rr' \cos \gamma$ . Однако в этом случае  $r' > R$ , и поэтому для разложения в ряд  $\frac{1}{r}$  необходи-

мо вынести за скобки  $\frac{1}{r'}$  и написать

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{r'} \left[ 1 + \left( \frac{R}{r'} \right)^2 - 2 \left( \frac{R}{r'} \right) \cos \gamma \right]^{-\frac{1}{2}}.$$

После разложения в ряд  $\frac{1}{r}$  по биному Ньютона и подстановки в уравнение (1.5') будем иметь:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} R^n B_n,$$

где  $B_n = \iiint \frac{1}{r'^{n+1}} P_n(\cos \gamma) dm.$

Выражая  $P_n(\cos \gamma)$  по формуле (1.76), получим следующее выражение для потенциала:

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^{\infty} R^n (c_n^m \cos m\lambda + d_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (1.81)$$

где

$$c_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint \frac{1}{r^{n+1}} P_n^m(\cos \theta') \cos m\lambda' dm,$$

$$d_n^m = \frac{(n-m)!}{(n+m)!} c_n \iiint \frac{1}{r^{n+1}} P_n^m(\cos \theta') \sin m\lambda' dm.$$

Выражения (1.78) и (1.81) совпадают с решениями уравнения Лапласа (1.30) и (1.29), данными в § 1, однако коэффициенты  $a_n^m$ ,  $b_n^m$ ,  $c_n^m$  и  $d_n^m$  по своему физическому значению отличаются от соответствующих коэффициентов в выражениях (1.29) и (1.30).

## § 7. Решение обратной задачи — нахождение на поверхности сферы произвольного радиуса распределения плотности магнитного момента или токов по заданному распределению магнитного поля на поверхности земного шара

В § 4 было показано, что элементарный магнит (диполь) и элементарный замкнутый ток создают в пространстве одинаковое магнитное поле, и, следовательно, любая совокупность диполей будет соответствовать совокупности элементарных токов. Совокупность же диполей образует намагниченное тело или среду, а совокупность элементарных токов в проводящей среде образует систему замкнутых токов. Таким образом, одно и то же магнитное поле может создаваться как намагниченным телом, так и системой электрических токов.

Во многих вопросах земного магнетизма встречаются задачи нахождения источников магнитного поля в предположении, что они распределены в тонком сферическом слое, расположенном концентрично поверхности Земли. Из сказанного выше следует, что такими источниками могут быть либо токи, текущие в этом слое, либо диполи, образующие двойной магнитный слой. При решении этой задачи будем предполагать, что толщину сферического слоя можно пренебречь по сравнению с радиусом слоя, т. е. будем считать, что источники сосредоточены на поверхности сферы радиуса  $r$ . При этом радиус  $r$  может быть больше или меньше радиуса Земли  $R$ .

Рассмотрим сначала случай, когда  $r > R$ . При этом источниками будем считать диполи, направление которых совпадает с нормалью к поверхности сферы. Если обозначить магнитный момент единицы поверхности сферы, т. е. плотность магнитного

момента, через  $\mu_0$ , то из уравнения (1.55) следует, что магнитный потенциал, создаваемый сферическим слоем в какой-либо точке  $P$  земной поверхности (рис. 5), выразится

$$U = \iiint \mu_0 \frac{\partial}{\partial n} \left( \frac{1}{r'} \right) dS,$$

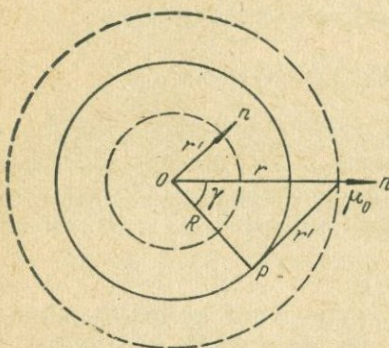


Рис. 5. К решению обратной задачи.

здесь  $r'$  — расстояние между точкой земной поверхности, где ищется потенциал  $U$ , и элементом поверхности  $dS$ ;  $n$  — направление нормали к поверхности сферы, совпадающее с радиусом  $r$ , и интегрирование распространяется на всю поверхность сферы.

Так как  $r'^2 = R^2 + r^2 - 2Rr \cos \gamma$ , где  $\gamma$  — угол между  $R$  и  $r$ , а  $r > R$ , то, согласно (1.26а),

$$\frac{1}{r'} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{R^n}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma),$$

и, следовательно,

$$U = \iint \mu_0 \frac{\partial}{\partial n} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{R^n}{r^{n+1}} P_n(\cos \gamma) dS, \text{ так как } \frac{\partial}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial r},$$

или

$$U = - \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) \frac{R^n}{r^{n+2}} \iint \mu_0 P_n(\cos \gamma) dS. \quad (1.82)$$

Так как  $\mu_0$  является функцией дополнения широты  $\theta$  и долготы  $\lambda$ , то она может быть единственным образом разложена в ряд по сферическим функциям Лапласа, и поэтому ее можно представить в виде суммы:

$$\mu_0 = \sum_{k=1}^{\infty} \mu_k,$$

где

$$\mu_k = \sum_{m=0}^k (a_k^m \cos m\lambda + b_k^m \sin m\lambda) P_k^m(\cos \theta). \quad (1.83)$$

Следовательно,

$$U = - \sum_{n=1}^{\infty} (n+1) \frac{R^n}{r^{n+2}} \sum_{k=1}^{\infty} \iint \mu_k P_n(\cos \gamma) dS.$$

Из теории шаровых функций известно, что

$$\iint \mu_k P_n(\cos \gamma) dS = \begin{cases} \frac{4\pi r^2}{2n+1}, & \text{если } k = n, \\ 0, & \text{если } k \neq n. \end{cases}$$

Поэтому

$$U = - \sum_{n=1}^{\infty} 4\pi \frac{n+1}{2n+1} \left(\frac{R}{r}\right)^n \mu_n. \quad (1.84)$$

С другой стороны, магнитный потенциал на поверхности Земли, как было сказано выше, может быть представлен в виде ряда:

$$U = R \sum U_n, \text{ где } U_n = \sum (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (1.84')$$

причем коэффициенты  $p_n^m$  и  $q_n^m$  известны из наблюдений и представляют либо внутреннюю, либо внешнюю часть потенциала или и ту и другую вместе.

Сравнивая выражения (1.84') и (1.84), находим, что

$$R U_n = -4\pi \frac{n+1}{2n+1} \left(\frac{R}{r}\right)^n \mu_n,$$

откуда

$$\mu_n = -\frac{R}{4\pi} \cdot \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R}\right)^n U_n,$$

или, подставляя  $\mu_n$  в уравнение (1.83) и заменяя  $U_n$  его значением (1.84'),

$$\mu_0 = -\frac{R}{4\pi} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R}\right)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (1.85)$$

Если же  $r < R$ , то (см. рис. 6)

$$\frac{1}{r'} = \sum_{n=0}^{\infty} \frac{r^n}{R^{n+1}} P_n(\cos \gamma),$$

и, следовательно,

$$U = \sum_{n=0}^{\infty} n \frac{r^n}{R^{n+1}} \iint \mu_0 P_n(\cos \gamma) ds,$$

откуда, продолжая те же рассуждения, что и в предыдущем случае, получим для величины  $\mu_0$  следующее выражение:

$$\mu_0 = \frac{R}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{n} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \quad (1.86)$$

Из соотношения (1.59) следует, что плотность магнитного момента равна силе тока элементарного контура, поэтому формулы (1.85) и (1.86), определяющие величину плотности магнитного момента двойного сферического слоя в данной точке, служат одновременно и для определения силы тока  $I$  в той же точке. Но так как понятие силы тока относится не к точке, а к какому-либо поперечному сечению, через который протекает ток, то в данном случае силу тока следует рассматривать как некоторую токовую функцию от  $\theta$  и  $\lambda$ , определяющую величину и направление силы тока в сферическом слое. Для нахождения же величины и направления силы тока следует нанести на сферу или на проекцию этой сферы на плоскость значения токовой функции, вычисленные для различных точек сферического слоя, и построить систему изолиний. Тогда направление этих изолиний будет совпадать с направлением силы тока, а разность значений токовой функции между двумя изолиниями будет соответствовать силе тока, протекающего между этими изолиниями.

---

## ГЛАВА II

### ОПИСАНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

#### § 1. Элементы земного магнетизма

Характеристикой магнитного поля Земли, как и всякого магнитного поля, служит его напряженность  $\mathbf{H}_T$  или ее составляющие. Для разложения вектора  $\mathbf{H}_T$  на составляющие обычно принимают прямоугольную систему координат, в которой одну из осей ( $x$ ) ориентируют по направлению географического меридиана, а вторую ( $y$ ) по направлению параллели; при этом положительное направление оси  $x$  считается к северу, а оси  $y$  — к востоку. Третья ось  $z$  в таком случае примет вертикальное положение, и направление ее считают сверху вниз.

Поместим начало координат в точку, где происходит наблюдение напряженности магнитного поля Земли, тогда вектор  $\mathbf{H}_T$  займет по отношению к нашей системе координат какое-то положение  $OH_T$  (рис. 6). Проекция этого вектора на ось  $x$  носит название *северной составляющей* и обозначается буквой  $X$ ; проекция на ось  $y$  называется *восточной составляющей*  $Y$  и проекция на ось  $z$  называется *вертикальной составляющей*  $Z$ .

Проекцию  $\mathbf{H}_T$  на горизонтальную плоскость называют *горизонтальной составляющей*, которую обозначают символом  $\mathbf{H}$ .

Вертикальная плоскость  $zOH$ , в которой лежит вектор  $\mathbf{H}_T$ , называется *плоскостью магнитного меридиана*, а угол между магнитным меридианом и плоскостью  $xOz$  — *магнитным склонением*, которое обозначается через  $D$ . Наконец, угол  $HOH_T$  между горизонтальной плоскостью и направлением вектора  $\mathbf{H}_T$  носит название *магнитного склонения*  $I$ . Нетрудно видеть, что при таком расположении осей координат, как показано на рис. 6, положительным склонением будет восточное, т. е. когда

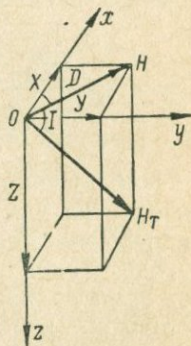


Рис. 6. Элементы земного магнетизма.

вектор  $\mathbf{H}$  отклонен от севера к востоку, а отрицательным — западное.

Наклонение  $I$  положительно, когда вектор  $\mathbf{H}_T$  направлен вниз от земной поверхности, что имеет место в северном полушарии, и отрицательно, когда  $\mathbf{H}_T$  направлена вверх, т. е. в южном полушарии.

Склонение ( $D$ ), наклонение ( $I$ ), горизонтальная составляющая ( $\mathbf{H}$ ), вертикальная составляющая ( $Z$ ), северная ( $X$ ) и восточная ( $Y$ ) носят название *элементов земного магнетизма*, которые можно рассматривать как координаты конца вектора  $\mathbf{H}_T$  в различных системах координат. Так, например,  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  — не что иное, как координаты конца вектора  $\mathbf{H}_T$  в прямоугольной системе координат;  $Z$ ,  $\mathbf{H}$  и  $D$  — координаты в цилиндрической системе и  $\mathbf{H}$ ,  $D$  и  $I$  — координаты в сферической системе.

В каждой из этих трех систем координаты являются не зависимыми друг от друга. Для перехода же от одной системы координат к другой и определения величины вектора  $\mathbf{H}_T$  существуют, как нетрудно видеть на рис. 6, следующие соотношения:

$$\begin{aligned} X &= H \cos D, & Z &= H \operatorname{tg} I, \\ Y &= H \sin D, & H_T^2 &= H^2 + Z^2, \\ H^2 &= X^2 + Y^2, & & (2.1) \\ \operatorname{tg} D &= \frac{Y}{X}, & H_T &= H \sec I = Z \operatorname{cosec} I. \end{aligned}$$

Наблюдения за величиной этих элементов показывают, что ни один из них не остается постоянным во времени, а каждый непрерывно меняет свое значение от часа к часу и от года к году. Такие изменения получили название *вариаций элементов земного магнетизма*. Если наблюдать за этими вариациями в течение короткого промежутка времени, порядка суток, то можно заметить, что они имеют периодический характер, однако периоды, амплитуды и фазы их чрезвычайно разнообразны. Если же наблюдения вести за длительный промежуток, порядка нескольких лет, определяя каждый год среднегодовые значения элементов, то легко установить, что среднегодовые значения также меняются, но имеют уже монотонный характер изменения, и периодичность их выявляется лишь за очень большой период наблюдений, порядка нескольких сотен лет.

Таким образом, уже по характеру самих вариаций их можно классифицировать на два типа вариаций — *быстротечных периодического характера* и *вариаций медленных*, получивших название *вековых*. Исследования обоих типов вариаций показали, что они отличаются не только по своему характеру, но и по происхождению. Быстротечные

вариации имеют своим источником электрические токи в высоких слоях атмосферы, называемых ионосферой, тогда как вековые связаны с источниками, лежащими внутри земного шара, и, по всей вероятности, одинаковы с причинами происхождения магнитного поля Земли.

Поэтому принято наблюдаемое магнитное поле делить на две части — главное магнитное поле и его вековые вариации, имеющие своим источником внутренние причины, и переменное магнитное поле, имеющее внешнее происхождение. Переменное поле по существу является не только магнитным, но и электрическим, и поэтому удобнее называть его более общим термином — *электромагнитным полем Земли*.

## § 2. Графическое представление магнитного поля Земли.

### Магнитные карты

Магнитные наблюдения, производимые в различных точках земной поверхности, дают огромный и крайне разнообразный материал о распределении элементов земного магнетизма по поверхности земного шара.

Для того чтобы ясно представить себе картину такого распределения, пользуются графическим методом изображения магнитного поля — методом построения карт изолиний, т. е. кривых, соединяющих на карте точки с одинаковым значением того или иного элемента. Так, например, кривые, соединяющие точки с одинаковым склонением, называются *изогонами*, кривые одинаковых наклонений носят название *изоклин*, одинаковых горизонтальных или вертикальных составляющих — *изодинам горизонтальных* или *вертикальных составляющих*. Соответственно линии одинаковых северных и восточных составляющих называются *изодинами северной* или *восточной составляющих*.

Построение таких карт изолиний в сильной степени облегчает задачу исследования земного поля, а также практическое использование материала магнитных съемок. Эти карты дают ясную картину качественного и количественного характера магнитного поля земного шара в целом и отдельных его районов.

Так как элементы земного магнетизма не остаются постоянными во времени, а непрерывно меняются, то составление магнитных карт приурочивают к какому-нибудь определенному моменту времени. Обычно для этого принимается середина какого-либо года, т. е. 1 июля, и этот момент называют *эпохой*. Так, например, если карта составлена для эпохи 1945 г., то следует относить величины элементов к моменту времени: 1 июля 1945 г. 0<sup>ч</sup> и 0<sup>м</sup>. В настоящее время магнитные карты составляются обычно для эпох, кратных пяти: 1940, 1945 и т. д.

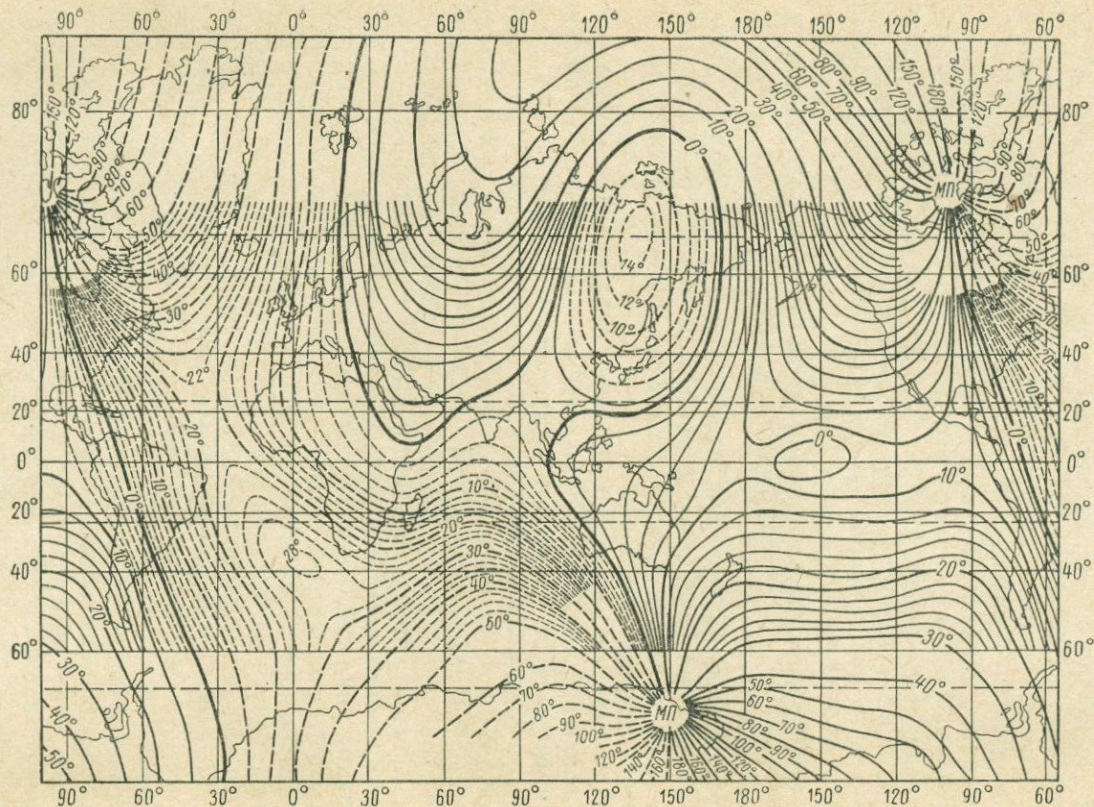


Рис. 7. Изогоны для эпохи 1950 г.

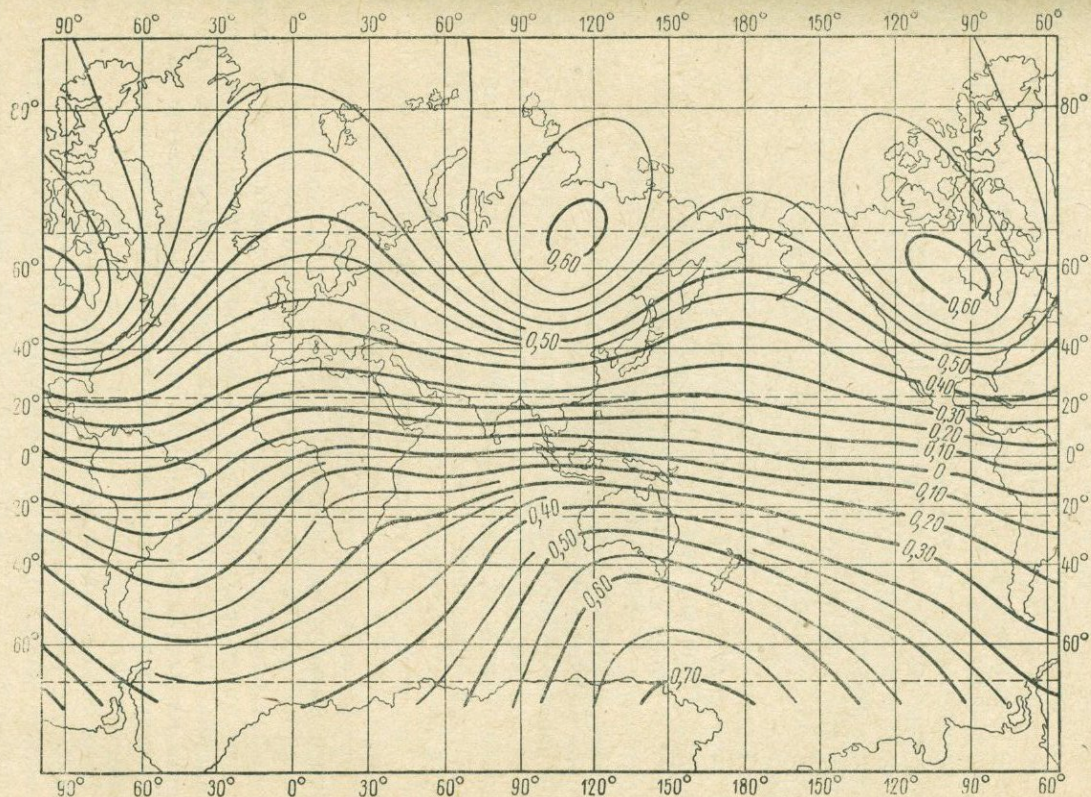


Рис. 8. Изодинамы вертикальной составляющей для эпохи 1950 г.

Магнитные карты строятся как для данной области, так и для целой страны и, наконец, для всего земного шара. В последнем случае они носят название *мировых карт*.

Понятно, что чем меньше масштаб карт, тем меньшая точность в построении изолиний и, следовательно, тем меньше соответствие между действительным распределением магнитного поля и изображенным на карте. При малых масштабах все местные особенности в распределении поля сглаживаются, и поэтому магнитные карты такого масштаба,— а к таким обычно относятся мировые карты и карты отдельных стран,— следует рассматривать как картину некоторого среднего распределения элементов земного магнетизма.

Первые магнитные карты европейской части России были, как было указано во введении, составлены астрономом-геодезистом Тилло [73] для эпохи 1880 г. Для построения своих карт Тилло мог располагать данными наблюдений в 894 пунктах, что составляет в среднем один пункт на каждые 7000—8000 км<sup>2</sup>. Понятно, что при такой редкой сети наблюдений карты Тилло могли дать лишь весьма общее представление о магнитном поле России. Но тем не менее они имели в то время большое значение для практики и сыграли важную роль в истории развития отечественной науки.

В период с 1880 по 1930 г. работа по составлению магнитных карт в России ограничивалась построением карт отдельных районов. Так, Б. П. Вейнбергом [30] была построена карта изолиний горизонтальной составляющей для северной части Сибири. Им же [31] построены карты трех элементов для Крымского полуострова (эпоха 1900 г.) и Средней Азии (эпоха 1925 г.).

Первые карты всего Союза были построены Институтом земного магнетизма для эпохи 1925 г. Эти карты базировались хотя и на достаточно большом материале, но распределение его было крайне неравномерно. Из десяти тысяч пунктов более чем две трети приходилось на территорию европейской части, вследствие чего изолинии в азиатской части на этих картах давали представление о действительном распределении элементов земного магнетизма в этой части СССР лишь в первом приближении.

В настоящее время благодаря аэромагнитной съемке Советский Союз располагает материалами, на несколько порядков большими, чем в 1925 г., и поэтому карты, составляемые в последние годы, отражают распределение магнитного поля на поверхности СССР, довольно близкое к действительному.

Общее представление о распределении элементов земного магнетизма на поверхности земного шара дают мировые магнитные карты, представленные на рис. 7—9.

Рассматривая эти карты, можно видеть, что изолинии представляют собой систему кривых, имеющих некоторую закономерность в своем ходе. Так, например, изогоны, выходя из одной точки земного шара, сходятся в другой, почти противоположной, напоминая собой ход меридианов. Исключение

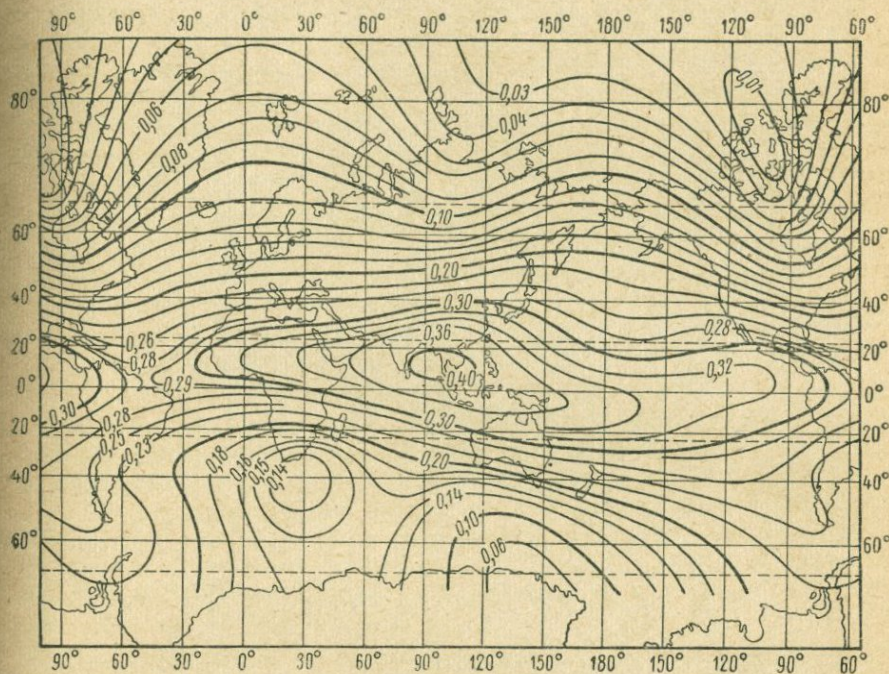


Рис. 9. Изодинамы горизонтальной составляющей для эпохи 1950 г.

представляет лишь область восточной части азиатского материка, где изогоны имеют замкнутый вид. Если же изогоны построить в районах географических полюсов (рис. 10), то можно видеть, что они сходятся не в двух, а в четырех точках, расположенных в северном и южном полушариях. Две из них являются географическими полюсами, а две, находящиеся вблизи географических, носят название *магнитных полюсов*; при этом ближайший к северному географическому полюсу называется *северным магнитным полюсом*, а ближайший к южному — *южным магнитным полюсом*.

Магнитные полюса обладают той особенностью, что горизонтальная составляющая на них равна нулю, а наклонение составляет  $90^\circ$ . Вследствие этого магнитная стрелка, свободно вращающаяся в горизонтальной плоскости, может устанавли-

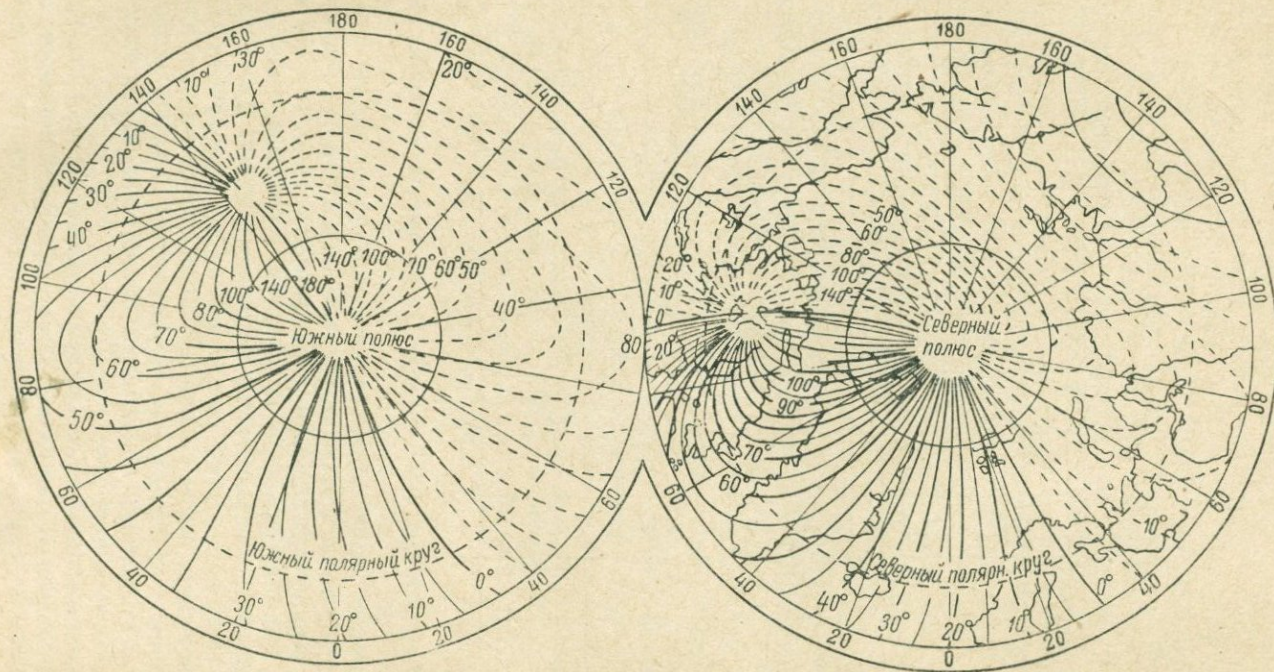


Рис. 10. Изогоны в районах географических полюсов.

ваться в любом направлении, и поэтому понятие о магнитном меридиане на магнитном полюсе теряет смысл.

Причиной схождения изогон на географических и магнитных полюсах является то обстоятельство, что склонение в этих точках становится неопределенным, а вокруг них может принимать значения от 0 до  $360^\circ$ . Действительно, так как склонение представляет угол между географическим и магнитным меридианом, то на географическом полюсе, где имеется магнитный меридиан, а географический отсутствует, склонение становится неопределенным. Точно так же и на магнитном полюсе, где имеется географический меридиан, а отсутствует магнитный, понятие о склонении теряет смысл.

Вокруг же географического полюса географические меридианы меняют направление от 0 до  $360^\circ$ , тогда как магнитный меридиан сохраняет одно и то же направление, вследствие чего и склонение меняется в пределах от 0 до  $360^\circ$ . То же самое происходит и вокруг магнитного полюса, где постоянным направлением является географический меридиан, а переменным — магнитный меридиан.

Далее, горизонтальная составляющая при переходе от северного магнитного полюса к южному сначала возрастает от нуля до некоторого максимума, а затем снова убывает до нуля. При этом, как можно видеть из карты изолиний, значение максимума на различных меридианах различно. Наибольшая величина максимума приходится на область Зондских островов, где горизонтальная составляющая достигает значения 0,4 э.

Наиболее плавный и закономерный ход показывают изолинии, которые представляют собой ряд параллельных кривых, вытянутых в широтном направлении. Нулевая изоклина огибает земной шар и проходит вблизи экватора. По обе стороны от нее наклонение при переходе к магнитным полюсам возрастает от 0 до  $90^\circ$ . Нулевая изоклина носит название *магнитного экватора*. Изолинии вертикальной составляющей  $Z$  имеют ход, аналогичный ходу наклонения. Вблизи магнитных полюсов вертикальная составляющая имеет максимальное значение — около 0,6 э, а на магнитном экваторе величина ее делается равной нулю. По обе стороны от магнитного экватора вертикальная составляющая возрастает по направлению к полюсам, меняя при этом знак: в северном полушарии  $Z$  положительная, в южном — отрицательная.

Как показывают наблюдения, положение магнитных полюсов, точно так же как и положение изолиний, не является постоянным, а меняется непрерывно от года к году, что можно видеть из табл. 1, в которой приведены географические координаты

Таблица 1

Полюс		Эпоха							
		1600 г.	1700 г.	1770 г.	1829 г.	1885 г.	1900 г.	1922 г.	1950 г.
Северн.	Широта	78°42'	75°51'	66°	73°21'	69°57'	69°18'	71°	72°
	Долгота	59	68 48	104	93 56	82 45	96 37	96	96
Южный	Широта	81 16	77 12		72 40	73 45		72 25	70
	Долгота	169 30	155 15		150 45	153		154 0	150

наты обоих полюсов, вычисленные для разных эпох на основании результатов наблюдений.

Непосредственно северный магнитный полюс был открыт капитаном Джемсом Россом, который, наблюдая в июле 1831 г. на широте  $70^{\circ}5'17''$  и долготе  $96^{\circ}45'48''$  магнитное наклонение, обнаружил, что стрелка инклинатора устанавливается в этом пункте под углом  $90^{\circ}$  к горизонту. Однако ввиду несовершенства инструментов того времени положение магнитного полюса, открытого Россом, должно рассматриваться как первое приближение. В действительности магнитный полюс, с точки зрения экспериментальных результатов, представляет собой некоторую область, где наклонение имеет значение  $90^{\circ}$  в пределах возможных ошибок наблюдения, так как вблизи магнитных полюсов наклонение при переходе от точки к точке меняется очень медленно.

На рис. 11 представлена карта, на которой замкнутой линией показано возможное положение северного магнитного полюса для эпохи 1836 г. и там же крестиком показано местопребывание Джемса Росса в 1831 г.

Южный магнитный полюс до последнего времени никем еще не посещался, лишь в 1952 г. французской полярной экспедиции удалось его достичь и определить географические координаты. Однако следует отметить, что еще в 1841 г. тому же полярному исследователю Джемсу Россу, открывшему северный магнитный полюс, удалось наиболее близко подойти к южному магнитному полюсу.

В настоящее время в связи с организацией в 1957—1958 гг. (во время Международного геофизического года) целого ряда станций и обсерваторий в Антарктике посещение южного магнитного полюса стало почти обычным явлением.

Помимо карт изолиний иногда строят карты меридианов, представляющих собой совокупность линий, которые проходят в каждой точке земного шара через магнитную ось свободно подвешенной стрелки. Таким образом, углы, составленные этими линиями и географическим меридианом, являются склоне-

ниями в том или ином месте. В каждом полушарии магнитные меридианы сходятся в одной точке, а именно в магнитном полюсе.

На рис. 12, 13 представлены карты таких меридианов для эпохи 1955 г., построенные В. П. Орловым [61].

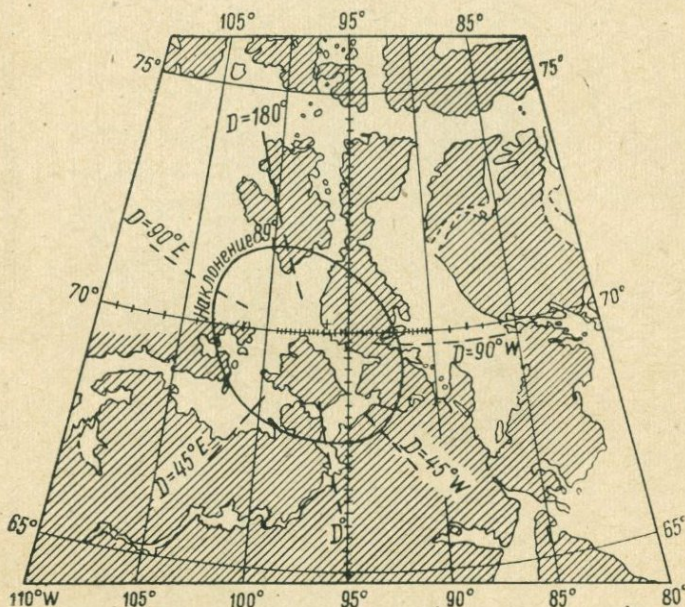


Рис. 11. Положение северного магнитного полюса

Если же обратиться к магнитным картам, построенным для отдельных областей или для отдельных стран, то можно заметить, что закономерность в ходе изолиний, наблюдаемая на мировых картах, резко нарушается, и изолинии принимают весьма причудливый и запутанный вид. Так, например, на рис. 13, представляющем карту изогон в одном из районов Курской области, можно видеть, насколько отступает ход изолиний от общей закономерности, представляемой мировой картой изогон. Это указывает на то, что магнитное поле на поверхности Земли распределяется неправильно и является весьма сложной функцией координат точек поверхности. Причиной этого служит неоднородность в строении оболочки земного шара, в особенности неоднородность в строении земной коры, которая, обладая различными магнитными свойствами в разных местах, намагничена по-разному.

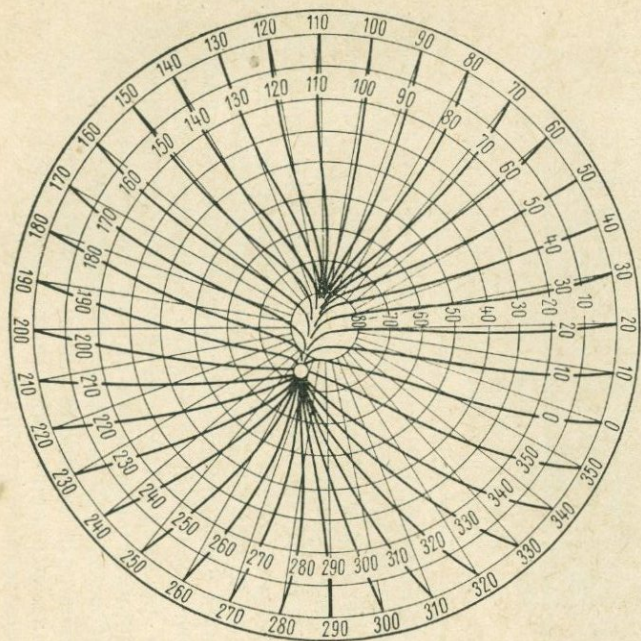


Рис. 12. Магнитные меридианы для эпохи 1955 г. (по В. П. Орлову) для северного полушария.

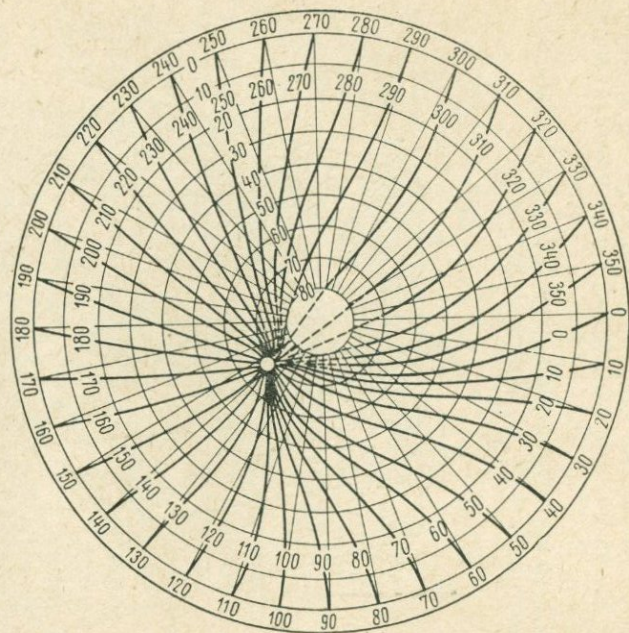


Рис. 13. Магнитные меридианы для эпохи 1955 г. (по В. П. Орлову) для южного полушария.

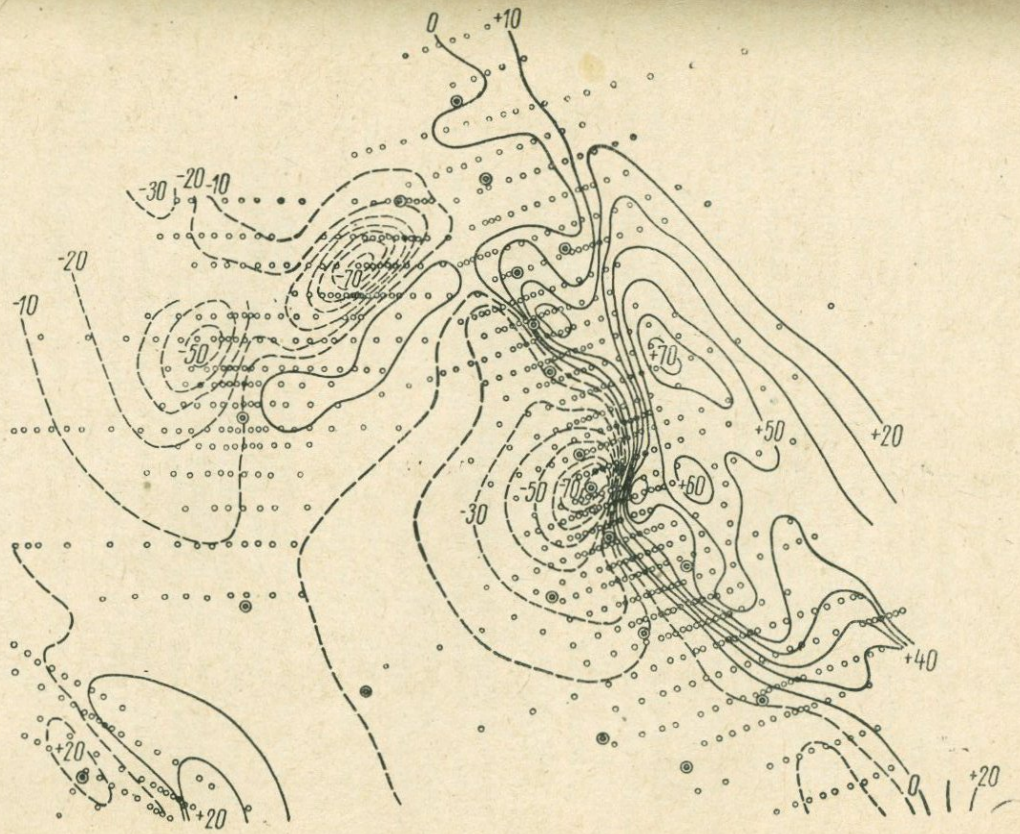


Рис. 14. Карта изогон одного из районов Курской области.

### § 3. Методы исследования магнитного поля Земли. Магнитные съемки. Магнитные обсерватории

Основными методами в изучении магнитного поля Земли являются непосредственные наблюдения над распределением магнитного поля на поверхности земного шара и над его изменениями с течением времени. Наблюдения над распределением заключаются в измерениях элементов земного магнетизма в различных точках земной поверхности и носят название *магнитных съемок*. В зависимости от того, где они производятся, магнитные съемки подразделяются на наземные, морские и аэромагнитные, каждая из которых отличается по своей методике и требует своей собственной аппаратуры.

Наблюдения над изменением элементов земного магнетизма производятся в постоянно действующих магнитных обсерваториях, находящихся в различных пунктах земного шара.

1. **Наземные магнитные съемки** начались с момента открытия Колумбом склонения. Однако в течение первых двух столетий (1500—1700 гг.) после этого открытия они носили случайный характер и производились главным образом мореплавателями, для которых чрезвычайно важно было знать величину склонения в тех местах, где пролегал их путь. Первая систематическая съемка склонения и наклона по всему земному шару была произведена в конце XVII века английским адмиралтейством. Эта съемка позволила в 1700 г. построить первые мировые магнитные карты.

Магнитные съемки в настоящее время производятся в каждой стране специальными учреждениями и охватывают в большинстве случаев территорию лишь своей страны.

Между тем для нахождения закономерностей в распределении магнитного поля на поверхности земного шара и построения теоретических основ земного магнетизма, как указывалось выше, нельзя ограничиваться наблюдениями элементов земного магнетизма на одной какой-либо территории земного шара, а необходимо производить их на всей его поверхности в различные эпохи.

Если бы магнитное поле оставалось неизменным длительное время (десятки и сотни лет), то достаточно было бы произвести определения элементов земного магнетизма в каждой стране своими собственными средствами, в какой угодно момент времени (эпоху) и сообщить их для всеобщего сведения с тем, чтобы каждый исследователь мог иметь данные о магнитном поле всего земного шара. Однако магнитное поле Земли не только меняется с течением времени, но и сами изменения имеют различный характер в различных точках земного шара. Поэтому наблюдения, производимые в разных районах

в разное время, становятся не согласованными друг с другом, и требуется введение поправок за так называемый «вековой ход» (изменение того или иного элемента в течение года). Между тем закономерности в распределении векового хода на земной поверхности до сих пор еще полностью не изучены, а поэтому поправки, вводимые за вековой ход, оказываются во многих случаях ошибочными.

Ввиду этого на 11-й Ассамблее, происходившей в 1957 г. в г. Торонто (Канада), был поднят вопрос о проведении магнитной съемки (наземной, морской и аэромагнитной) в мировом масштабе, в единое время и по единому плану. Принципиально этот вопрос получил единодушную поддержку, однако до сего времени претворение его в жизнь встречает трудности технического характера, хотя план и программа такой съемки уже разработаны и получили одобрение со стороны всех заинтересованных государств. Резолюция, принятая 11-й Ассамблеей по этому вопросу, гласит:

«МАГГ, считая, что мировая магнитная сеть является необходимой:

1) для теоретических исследований причин магнитного поля Земли и его вековых вариаций.

2) для построения точных мировых магнитных карт, применяемых в морской и воздушной навигациях, рекомендует:

чтобы заинтересованные страны взяли на себя труд проведения мировой морской и аэромагнитной съемки и в соответствии с этим:

чтобы все страны, которые будут иметь возможность запланировать региональные съемки, проводили бы их таким образом, чтобы результаты могли быть использованы для мировой магнитной сети, подготавливаемой Ассоциацией геомагнетизма и аэронавигации...;

чтобы все страны, участвующие в мировой магнитной съемке, быстро обменивались и публиковали результаты своих измерений».

Для ознакомления с методикой проведения наземных магнитных съемок ограничимся в качестве примера описанием того, как проводилась съемка до революции и после.

Первые определения склонения на территории России были произведены в 1586 г. в устье Печоры, и с этого момента к началу революции общее число наблюдений возросло лишь до 8000, что составляло в среднем один пункт на 4500 км<sup>2</sup>.

До 1910 г. магнитные съемки производились либо отдельными учреждениями для собственных целей (Главное гидрографическое управление, Управление военных топографов), либо отдельными лицами по собственной инициативе. Наиболее

крупные работы в этом направлении были проведены, как указывалось выше, И. Н. Смирновым.

Систематическая же магнитная съемка всей территории России была начата лишь в 1910 г. Особой магнитной комиссией при Академии наук. В течение пяти лет (1910—1914 гг.), т. е. до начала первой мировой войны, Комиссия успела произвести наблюдения в 376 пунктах, расположенных в б. Петербургской, Новгородской, Бессарабской губерниях и б. Вельском удельном округе, расположенном частью в б. Архангельской, частью в б. Вологодской губерниях. Средства, отпущенные на эту съемку, были таковы, что Комиссия была в состоянии отправлять не более двух-трех наблюдателей сроком на три месяца. Съемка производилась наблюдателями под общим руководством Магнитной комиссии, председателем которой был академик М. А. Рыкачев. При таких темпах для покрытия всей площади магнитными пунктами через 20 км потребовалось бы более 100 лет.

После Великой Октябрьской революции по инициативе Главной геофизической обсерватории в 1923 г. был организован Геоманнитный отдел, основной задачей которого явилась подготовка к проведению на территории Советского Союза магнитной съемки, прерванной первой мировой войной. Подготовка к такой съемке потребовала от Геоманнитного отдела семи лет предварительной работы. За это время были подготовлены кадры, аппаратура, составлен план съемки и организована служба векового хода, которая проводилась регулярно в течение всего этого периода. При этом под службой векового хода понимаются систематические магнитные наблюдения на некоторых определенных пунктах, называемых опорными. Опорные пункты располагаются на расстоянии от 250 до 500 км друг от друга, и наблюдения на них производятся через каждые пять лет.

Признавая огромное научное и народнохозяйственное значение, которое должны иметь результаты магнитной съемки, Совет Народных Комиссаров 21 августа 1930 г. вынес постановление о производстве генеральной магнитной съемки на территории всего Союза по плану, разработанному Геоманнитным отделом, и поручил проведение этой съемки Главной геофизической обсерватории, которая выделила особое Бюро генеральной магнитной съемки. Бюро приступило к проведению съемки в 1931 г. и в течение пяти лет в основном выполнило намеченный план, засняв почти всю территорию СССР.

Этим планом предусматривалось покрытие сплошной съемкой европейской части СССР и маршрутной — азиатской части. При сплошной съемке пункты наблюдений располагались через 20—30 км примерно в шахматном порядке, при маршрутной —

расстояние между пунктами сохранялось то же самое, но располагались они лишь вдоль проезжих путей сообщения: железных и грунтовых дорог, а в пустынях Средней Азии — на автомашине по специальным маршрутам.

С 1931 по 1936 г. включительно было определено около 12 000 пунктов, что в полтора раза превышает число пунктов, определенных за весь период со дня открытия склонения до начала генеральной съемки. О масштабах работы можно судить по тому, что число партий, работавших одновременно, доходило в некоторые годы до пятидесяти, в то время как Академия наук в 1910—1914 гг. могла посылать не более трех-четырех партий.

Результаты магнитной съемки показали, что магнитное поле СССР является настолько сложным по своей топологии, что принятый Бюро генеральной съемки масштаб съемки не мог охватить все местные аномалии. Однако, несмотря на этот недостаток, Генеральная магнитная съемка имела огромное значение как в разрешении проблемы земного магнетизма, так и для народного хозяйства страны. Благодаря ей впервые были построены магнитные карты СССР большого приближения, которые сыграли значительную роль в решении ряда научных и практических вопросов.

Генеральную магнитную съемку 1931—1936 гг. надо рассматривать как первый этап в изучении пространственного распределения элементов земного магнетизма.

Следующим этапом явилась систематическая съемка, которая проводилась с 1937 г. Институтом земного магнетизма. Цель этой съемки состояла в получении магнитных карт следующего, более высокого приближения, благодаря которому возможно было бы учесть все имеющиеся магнитные аномалии на территории СССР. С этой целью был принят более крупный масштаб съемки. На территории европейской части СССР наблюдения стали производиться по маршрутам, на которых через каждый 1—2 км делалось определение вертикальной составляющей магнитными весами и через каждые 20 км — обычные наблюдения трех элементов. Расстояние же между маршрутами от 10 до 20 км.

В азиатской части производилась сплошная съемка по прежней программе.

К началу 1950 г. общее число пунктов, в которых были определены элементы земного магнетизма, достигало 26 000.

**2. Морские магнитные съемки.** Площадь, покрытая водной поверхностью — морями и океанами, составляет  $\frac{5}{6}$  всей поверхности земного шара. Поэтому наука о земном магнетизме потеряла бы всякий смысл, если бы на этой площади не было никаких наблюдений элементов магнитного поля Земли. Точно

так же явления земного магнитного поля не смогли бы получить такого широкого практического применения, которое они получили с первых дней их открытия для целей навигации. Вот почему уже в самом начале организации магнитных наблюдений особое внимание было обращено на производство их в открытых морях и океанах.

Во введении было указано, что через несколько лет после открытия склонения Де-Кастро произвел первые определения склонения в Атлантическом и Индийском океанах. В дальнейшем такие наблюдения стали производиться на многочисленных судах как экспедиционного, так и торгового характера, что позволило Маунтайну и Долсону [169] в 1757 г. составить таблицы магнитного склонения для Атлантического и Индийского океанов для равноотстоящих точек через  $5^\circ$  как по широте, так и по долготе. Авторы в предисловии к этим таблицам указывают, что ими был использован материал наблюдений в 50 000 точках.

В конце XVIII и в течение всего XIX века помимо склонения на судах стали производиться и наблюдения за наклоном и горизонтальной составляющей. Большая обобщающая работа по сбору и систематизации всех морских съемок была проделана Сэбайном [96] в середине XIX века. Им были составлены каталоги более 3000 магнитных определений всех трех элементов, однако большинство из них относилось к определению склонения. На основании этих каталогов были построены магнитные карты трех элементов для эпохи 1842 г.

В настоящее время все такие наблюдения имеют лишь исторический характер, так как по точности наблюдений и по разновременности их производства они лишь в слабой степени могут отразить состояние магнитного поля в те эпохи. Однако в свое время они сыграли значительную роль в вопросах навигации, и без них немисливо было бы пользоваться компасом при плавании в открытых океанах.

Первая крупная и систематическая магнитная съемка всех океанов была начата в 1905 г. Институтом Карнеги (США) и продолжалась вплоть до 1929 г. на специально оборудованных судах. С 1905 по 1908 г. съемки производились на бывшем торговом судне «Галилей» водоизмещением 600 т, приспособленном для магнитных наблюдений. В 1909 г. была построена специальная немагнитная яхта «Карнеги» в 568 т водоизмещения, на которой был установлен четырехцилиндровый двигатель в 150 л. с. На этой яхте в период с 1909 по 1929 г. было проведено семь рейсов во всех океанах, за исключением Арктики и Антарктики, и определено склонение в 3519, горизонтальная составляющая в 2001 и наклонение в 2006 пунктах. Схема пройденных маршрутов показана на рис. 15.

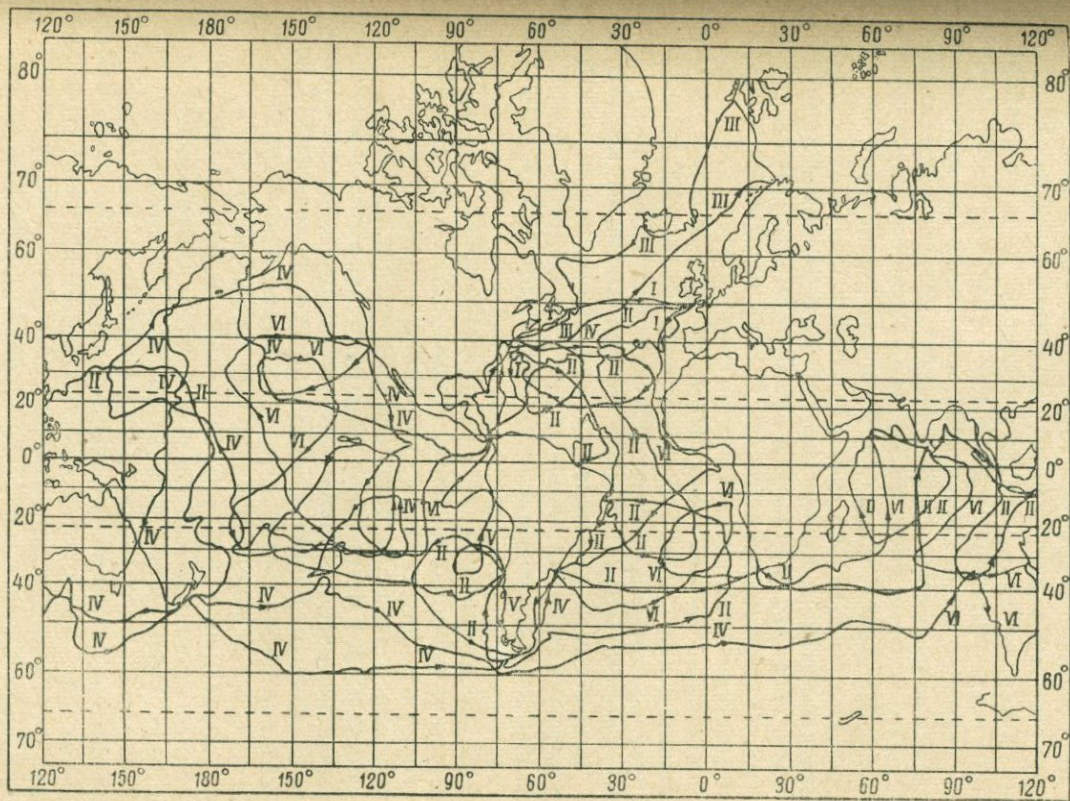


Рис. 15. Схема рейсов яхты „Карнеги“.

В 1929 г. яхта трагически погибла (сгорела) вблизи островов Самоа, и с тех пор морские съемки Институтом Карнеги были прекращены.

Результаты наблюдений на яхте «Карнеги» и судне «Галлей» до последнего времени оставались единственными, по которым строились все мировые магнитные карты. Они же давали материал для оценки векового хода в районах, удаленных от материков. Но, как указано выше, определение векового хода требует систематических и длительных наблюдений в различных точках земной поверхности. Поэтому данные магнитных съемок «Карнеги», имевшие свое значение для эпохи 20-х годов, в настоящее время уже перестали быть теми, по которым можно строить точные магнитные карты и делать заключения о закономерностях в изменениях магнитного поля. Все это привело к необходимости начать вновь такую же планомерную съемку по единой программе и одинаковыми методами наблюдений.

Особенностью морских магнитных съемок является то, что наблюдения должны производиться на судне, которое непрерывно меняет свое положение в пространстве (собственный ход, морские течения, качка) и обладает собственным магнитным полем, меняющимся с изменением его положения в пространстве. Поэтому методика наблюдения должна быть построена так, чтобы имелась возможность учитывать оба эти обстоятельства.

Первые определения склонения производились при помощи компаса, помещаемого на кардановом подвесе, чтобы сохранить горизонтальную плоскость компаса неизменной. Такая методика определения сохранилась до последних дней с учетом лишь собственного магнитного поля корабля, которое вызывает отклонение компасной стрелки от магнитного меридиана, получившее название *девиации*. В течение второй половины XIX века была создана теория девиации, которая позволила указать не только способы ее определения, но и ее компенсации.

Для определения горизонтальной составляющей в течение всего XIX и начала XX века применялся дефлекторный магнитометр, состоящий из того же компаса на кардановом подвесе и отклоняющего магнита (дефлектора), устанавливаемого сверху или снизу компасной стрелки и вызывающего ее отклонение. Так как угол отклонения зависит от величины горизонтальной составляющей, то, измеряя этот угол, можно получить относительное значение горизонтальной составляющей.

В 1916 г. Бидлингмайером [97] был предложен новый прибор — «двойной компас», состоящий из двух компасов, помещенных один на другом так, что оси компасных стрелок находились на одной вертикальной линии. Взаимодействие двух

магнитных стрелок, вызывающее отклонение их от магнитного меридиана, будет уравниваться действием на них горизонтальной составляющей  $H$ , и угол между стрелками будет функцией  $H$ . Измеряя этот угол, можно определить и  $H$ .

Третий элемент — наклонение, определялся при помощи стрелочного инклинатора, устанавливаемого на кардановом подвесе.

При проведении съемки Институтом Карнеги на судах «Галилей» и «Карнеги» были установлены именно такие приборы, в которых был введен ряд усовершенствований для повышения точности измерения.

По данным авторов этих измерений, погрешность измерения склонения и наклонения составляла 5—10', а горизонтальной составляющей — несколько десятков гамм, т. е. в несколько раз больше погрешности при наземных наблюдениях. Следует сказать, что наблюдения с такими приборами требуют визуальных отсчетов, производимых лично наблюдателем.

Современные методы измерения напряженности магнитного поля, основанные на явлении ядерного парамагнитного резонанса, а также приборы с магнитно насыщенными сердечниками позволили совершенно по-иному поставить методику магнитной съемки и перейти от визуальных наблюдений к непрерывной автоматической регистрации того или иного элемента в функции расстояния. В особенности такая методика изменила морскую и аэромагнитную съемку, что можно будет видеть ниже, при описании оборудования немагнитного судна «Заря» и самолетов, производящих аэромагнитную съемку.

После гибели яхты «Карнеги» в Советском Союзе был сразу же поднят вопрос о постройке немагнитного судна для производства магнитных наблюдений в морях и океанах, непосредственно прилегающих к территории Советского Союза. Начатые работы по разработке проекта такого судна были прерваны Великой Отечественной войной, и лишь после окончания ее этот вопрос получил окончательное решение.

Судно типа парусно-моторной финской шхуны строилось в Финляндии по техническим условиям, разработанным советскими специалистами, в 1952 г. было отбуксировано в Ленинград и получило название «Заря».

Судно «Заря» водоизмещением 580 т имеет длину 52,25 м при максимальной ширине 8,95 м. На судне установлен двигатель мощностью 220 квт ( $\approx 300$  л. с.), который позволяет развивать скорость до 8 узлов (14 км/час). При попутном ветре под парусами, имеющими площадь 730 м<sup>2</sup>, скорость судна может достигать скорости ветра. Судно рассчитано на переход длительностью до 30 суток без захода в порты. Общий вид судна «Заря» представлен на рис. 16.

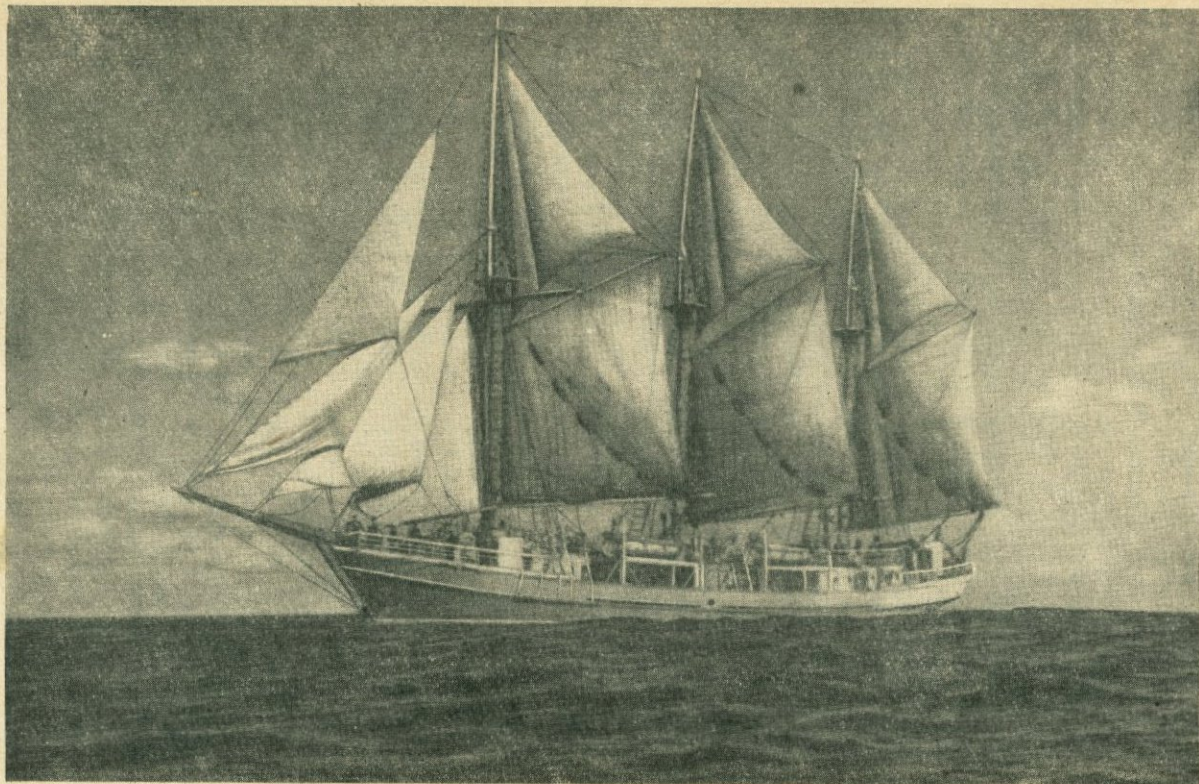


Рис. 16. Внешний вид шхуны «Заря».

Аппаратура на судне состояла из серии самопишущих приборов и ряда абсолютных инструментов, разработанных и построенных институтом ИЗМИР АН СССР с использованием современной методики и техники измерений. К самопишущим приборам относятся: 1) трехкомпонентный магнитометр, непрерывно регистрирующий  $H$ - и  $Z$ -составляющие, а также направление магнитного меридиана; 2)  $H_T$ -магнитометр для регистрации полного значения вектора  $H_T$ . Оба самописца построены на принципе феррозондовых датчиков и позволяют регистрировать  $H$ ,  $Z$  и  $H_T$  с погрешностью в несколько десятков гамм.

Особенностью трехкомпонентного магнитометра является то, что он установлен на платформе, самоориентирующейся в горизонтальной плоскости, что и позволяет вести непрерывные наблюдения, независимо от качки судна.

Абсолютными приборами, которые служат для определения базисных значений самописцев, являются: 1) морской 27-миллиметровый компас для измерения склонения  $D$ ; 2) двойной компас для измерения горизонтальной составляющей  $H$ ; 3) протонный магнитометр для определения полного вектора  $H_T$ .

Схему размещения аппаратуры можно видеть на рис. 17.

По оценке ИЗМИР АН СССР точность измерения непрерывных регистраций характеризуется следующими погрешностями:

по склонению ( $D$ )	$0^{\circ},5$
по горизонтальной составляющей ( $H$ )	$100\gamma$
по вертикальной составляющей ( $Z$ )	$100\gamma$
по полной силе ( $H_T$ )	$60\gamma$

Если сравнить эти погрешности с погрешностями, с которыми производились измерения на яхте «Карнеги», то они оказываются в два-три раза больше.

Однако следует принять во внимание, что яхта «Карнеги» производила измерения в отдельных точках, отстоящих друг от друга на сотни километров, в то время как на «Заре» такие измерения велись непрерывно по всему маршруту. Поэтому если произвести осреднение на отрезке маршрута в 100 км, то погрешность среднего значения получится более чем на порядок меньше погрешности, имевшейся при магнитной съемке на яхте «Карнеги». При дискретных же измерениях от точки к точ-

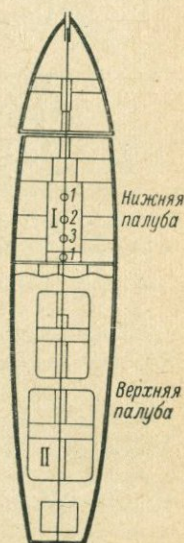


Рис. 17. Схема размещения аппаратуры на шхуне «Заря».

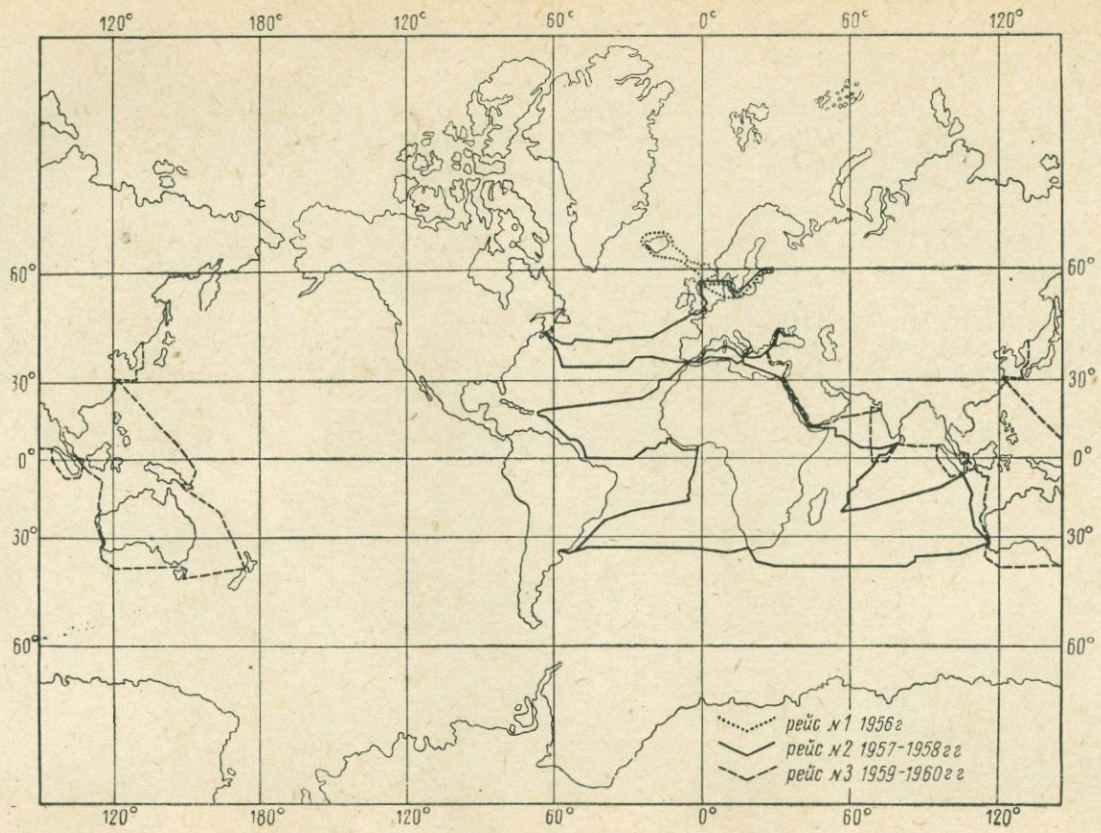


Рис. 18. Схема рейса шхуны „Заря“ в 1956—1960 гг.

ке значение, получаемое на каждой точке, по существу должно рассматриваться как среднее значение для целого района, лежащего между соседними точками наблюдений.

Судно «Заря» начало магнитную съемку океанов в 1955 г. и продолжает ее до настоящего времени. За период 1955—1961 гг. были проведены непрерывные наблюдения в Атлантическом и Индийском океанах и частично в Тихом вдоль берегов Австралии и Зондских островов. Схема маршрутов, по которым проводились наблюдения, показана на рис. 18.

С самого начала работы судна «Заря» и до настоящего времени руководство и непосредственное участие в них осуществлялось старшим научным сотрудником ИЗМИР АН СССР М. М. Ивановым. Результаты съемки в настоящее время обрабатываются и в ближайшее время будут опубликованы.

**3. Аэромагнитная съемка.** С внедрением в практику магнитной разведки аэромагнитных методов исследования, предложенных и разработанных А. А. Логачевым [53], появилась возможность применять их для целей магнитных съемок.

В магнитной разведке аэромагнитная съемка ограничивается измерением лишь одного элемента земного магнетизма — вертикальной составляющей  $Z$  или полного значения вектора  $H_T$ , в то время как для целей магнитной съемки требуется измерение всех его элементов. Поэтому аппаратура (аэромагнитометры), применяемая в разведке, не могла быть полностью использована для этих целей, и долгое время аэромагнитные методы исследования не находили применения в съемках магнитного поля Земли. И лишь с разработкой трехкомпонентного аэромагнитометра [182] появилась возможность внедрения этого метода в практику магнитных съемок.

Первая такая съемка была произведена Канадской государственной обсерваторией в период с 1955 по 1958 г., которая захватила, помимо площади самой Канады, часть Тихого и Атлантического океанов. Схема маршрутов, по которым производилась съемка над океанами, показана на рис. 19.

В настоящее время большая работа по аэромагнитной съемке ведется США по плану «Магнит». Этим планом предусматривается съемка с измерением трех элементов ( $D$ ,  $H$  и  $Z$ ) над всеми океанами по маршрутам, расположенным на расстоянии 400—500 км друг от друга. Схема маршрутов, охватываемых планом «Магнит», показана на рис. 20.

Полеты производятся на высоте порядка 6 км, поэтому результаты такой съемки дают материал о распределении вектора «нормального» поля Земли, т. е. поля за вычетом всех местных аномалий.

В Советском Союзе аэромагнитная съемка производится в обширных масштабах с измерением лишь одного элемента —

величины полного вектора  $H_T$ . Такая съемка имеет целью выявление аномальных участков и поэтому производится на малых высотах — 200—500 м с расстоянием маршрутов 2—5 км. Более

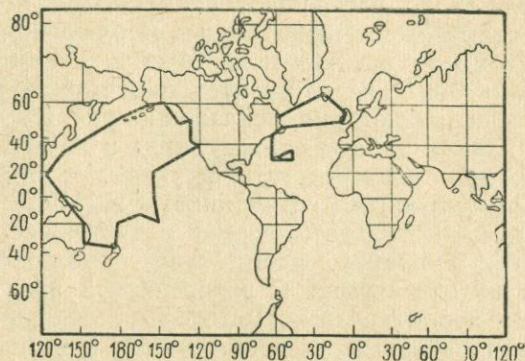


Рис. 19. Схема рейсов над океанами канадского самолета в 1954—1958 гг.

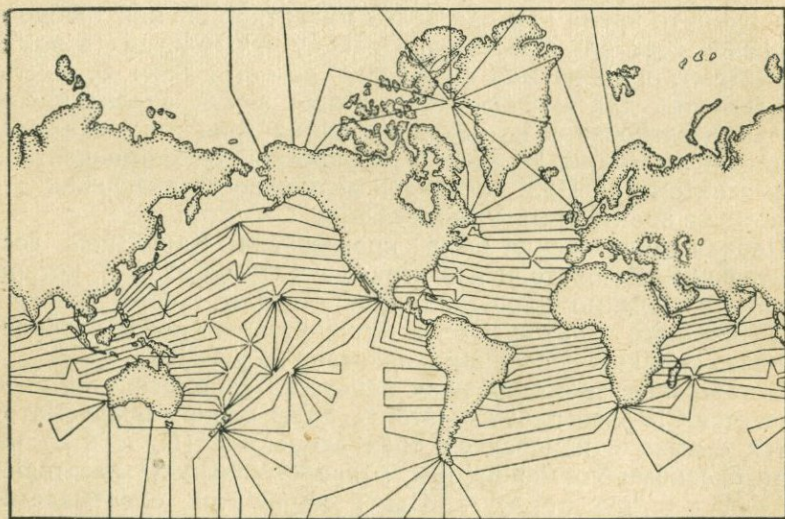


Рис. 20. Схема маршрутов по плану „Магнит“.

подробно о ней сказано в «Земном магнетизме» (т. II, § 2, гл. IV).

4. **Магнитные обсерватории**, как указывалось выше, служат для наблюдений за изменениями элементов земного магне-

тизма, происходящими непрерывно с течением времени. Эти изменения, получившие название *магнитных вариаций*, регистрируются на обсерваториях при помощи особых самопишущих приборов — магнитных вариометров, которые дают непрерывную запись вариаций в виде кривых на фотоленте.

Служба магнитных обсерваторий заключается в поддержании вариометров в рабочем состоянии и в первичной обработке записей вариометров. Нормальная работа вариометров позволяет в любой момент определить по их записям абсолютные значения элементов земного магнетизма с погрешностью: для склонения  $\pm 0,1$ , для горизонтальной составляющей  $\pm 0,0001 H$  и для вертикальной составляющей  $\pm 0,0001 Z$ . Обработка состоит в переводе ежечасных ординат кривых в этих записях в абсолютные значения, а также в вычислении среднемесячных значений каждого элемента и составлении месячных таблиц отклонений элемента от его среднемесячного значения для каждого часа, а также в определении индексов магнитной активности за сутки и за каждые три часа суток.

Для этих целей на обсерваториях регулярно, через определенные промежутки времени — одна-две недели, в зависимости от состояния вариометров — производятся абсолютные определения элементов земного магнетизма с погрешностью, на порядок ниже погрешности при магнитных съемках. Кроме того, регулярно, но с большими интервалами производятся определения цены деления вариометров.

В настоящее время на всем земном шаре насчитывается 130 постоянно действующих магнитных обсерватории, из них 25 приходится на долю СССР. Список всех обсерваторий с указанием их координат и значением элементов земного магнетизма дан в приложении.

### ГЛАВА III

## АНАЛИТИЧЕСКОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

### § 1. Магнитное поле Земли как поле однородно намагниченной сферы

Одной из первых задач при изучении магнитного поля Земли является представление его в виде аналитической зависимости компонент напряженности от координат точек земной поверхности. Такое представление возможно, когда известны причины, вызывающие магнитное поле, или, как было показано в § 6 гл. I, если известно из наблюдений распределение элемента земного магнетизма на поверхности Земли. Зная же функциональную зависимость элементов земного магнетизма от координат точки, можно решать целый ряд задач научного и практического характера.

Первой попыткой такого представления была работа профессора Казанского университета И. М. Симонова, появившаяся в 1835 г. [68].

В этой работе И. М. Симонов, основываясь на результатах наблюдений того времени, высказывает предположение, что магнитное поле Земли является полем однородно намагниченного шара, магнитная ось которого проходит через центр земного шара параллельно линии, соединяющей магнитные полюса.

Таким образом, решение поставленной задачи заключалось в нахождении поля однородно намагниченного шара как функции координат, что и было сделано И. М. Симоновым.

Несмотря на свою давность, работа И. М. Симонова не утратила своего значения и в настоящее время, так как большая часть магнитного поля Земли, как показала более поздняя работа Гаусса, а также работы ряда других ученых, является полем однородно намагниченного шара, и поэтому при рассмотрении многих вопросов мы до сих пор принимаем земной шар намагниченным однородно.

В § 5 гл. I было показано, что потенциал однородно намагниченного шара в точке  $P$  выражается уравнением

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \theta,$$

где  $\theta$  — угол между осью магнита  $OQ$  и направлением радиуса вектора  $OP = r$  (рис. 21); при этом ось вращения Земли  $ON$  составляет с магнитной осью  $OQ$  угол  $90^\circ - \varphi_0$ . Соединяя точки  $P$ ,  $Q$  и  $N$  дугами больших кругов, из сферического треугольника  $PQN$  можем написать:

$$\cos \theta = \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos (\lambda - \lambda_0),$$

где  $\varphi$  и  $\lambda$  — широта и долгота точки  $P$ , а  $\varphi_0$  и  $\lambda_0$  — широта и долгота точки  $Q$ , и, следовательно,

$$U = \frac{M}{r^2} [\sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos (\lambda - \lambda_0)].$$

Магнитный момент  $M$  можно выразить через объем и намагниченность  $J$  по формуле

$$M = \frac{4}{3} \pi R^3 J,$$

где  $R$  — радиус шара.

Введем следующие обозначения:

$$g_1^0 = \frac{4}{3} \pi J \sin \varphi_0,$$

$$g_1^1 = \frac{4}{3} \pi J \cos \varphi_0 \cos \lambda_0,$$

$$h_1^1 = \frac{4}{3} \pi J \cos \varphi_0 \sin \lambda_0, \quad (3.1)$$

тогда

$$U = \frac{R^3}{r^2} [g_1^0 \sin \varphi + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \varphi]. \quad (3.2)$$

Так как дуга большого круга  $NP$  является меридианом точки  $P$ , то составляющая в направлении  $NP$  будет не что иное, как северная составляющая  $X$ , а составляющая в направлении дуги малого круга  $PS$  — восточная составляющая  $Y$  и, наконец, составляющая в направлении радиуса-вектора  $r$  — вертикальной составляющей  $Z$ . Поэтому

$$X = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \varphi}, \quad Y = -\frac{1}{r \cos \varphi} \frac{\partial U}{\partial \lambda}, \quad Z = -\frac{\partial U}{\partial r}. \quad (3.2a)$$

Дифференцируя выражение (3.2) по  $\varphi$ ,  $\lambda$  и  $r$  и полагая  $r = R$ , так как точка  $P$  лежит на поверхности Земли, получим для составляющих магнитного поля следующие значения:

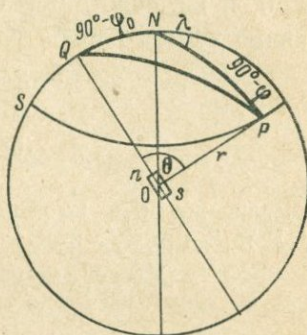


Рис. 21. К выводу потенциала намагниченного тела.

$$\begin{aligned} X &= g_1^0 \cos \varphi - (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \sin \varphi, \\ Y &= -g_1^1 \sin \lambda + h_1^1 \cos \lambda, \\ Z &= 2 [g_1^0 \sin \varphi + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \varphi], \end{aligned} \quad (3.3)$$

где  $g_1^0$ ,  $g_1^1$  и  $h_1^1$  — некоторые постоянные коэффициенты, не зависящие от положения точки  $P$  на поверхности Земли.  $\varphi_0$  и  $\lambda_0$  представляют координаты точки пересечения магнитной оси с поверхностью земного шара. Если за начальный меридиан принять меридиан, проходящий через эту точку, то  $\lambda_0 = 0$ , и на основании формулы (3.1)  $h_1^1 = 0$ ; поэтому составляющие земного поля выразятся:

$$\begin{aligned} X &= g_1^0 \cos \varphi - g_1^1 \cos \lambda \sin \varphi, \\ Y &= -g_1^1 \sin \lambda, \\ Z &= 2 [g_1^0 \sin \varphi + g_1^1 \cos \lambda \cos \varphi]. \end{aligned}$$

Если же ось координат совместить с магнитной осью, то  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  примут вид:

$$X = g_1^0 \cos \varphi_m, \quad Y = 0, \quad Z = 2g_1^0 \sin \varphi_m, \quad (3.4)$$

или

$$X = H = \frac{M}{R^3} \cos \varphi_m, \quad Z = \frac{2M}{R^3} \sin \varphi_m, \quad (3.5)$$

где  $\varphi_m$  — магнитная широта.

Для магнитного экватора, где  $\varphi_m = 0$ ,

$$Z = 0, \quad H = H_T = \frac{M}{R^3}.$$

Для магнитных полюсов, где  $\varphi = \pm 90^\circ$ ,

$$H = 0, \quad Z = H_T = \pm \frac{2M}{R^3}. \quad (3.6)$$

Отношение  $Z/H$  представляет собой тангенс угла наклона  $I$ , поэтому, разделив уравнения (3.5) одно на другое, получим

$$\operatorname{tg} I = 2 \operatorname{tg} \varphi_m, \quad (3.7)$$

т. е. тангенс угла наклона в два раза больше тангенса магнитной широты.

Если сопоставить значения элементов земного магнетизма, вычисленные по этим формулам, с действительными, то расхождение для некоторых точек оказывается очень значительным, однако не такого порядка, чтобы можно было совершенно отвергнуть гипотезу однородного намагничивания, так как в общем наблюдается некоторая тенденция к совпадению с полем однородного намагничивания.

Так, например, значение полной напряженности поля на магнитном экваторе примерно в два раза меньше, чем на магнитном полюсе (на полюсе  $H_T = 0,65$  э, на экваторе  $H_T = 0,35$  э).

Точно так же во многих случаях магнитное наклонение подчиняется закону (3.7). Поэтому магнитное поле Земли в первом приближении мы действительно можем принять как поле диполя.

## § 2. Представление магнитного потенциала Земли и его производных в виде ряда. Теория Гаусса

Следующим крупным шагом в аналитическом представлении земного магнитного поля явилась теория, предложенная Гауссом в 1838 г. [35]. Эта теория имела целью представить магнитное поле Земли как функцию координат данной точки, оставая совершенно в стороне физические причины возникновения этого поля. Таким образом, по существу не давая никакого объяснения происхождению магнитного поля земного шара, она давала возможность решать ряд задач о структуре магнитного поля Земли, что имело важное значение, которое она не потеряла и до сего времени.

Основанием теории Гаусса является предположение о том, что магнитное поле Земли вызывается источниками, которые находятся внутри земного шара и поэтому имеют потенциальный характер, т. е.  $H = -\text{grad } U$ . Считая, что земной шар обладает намагниченностью  $J$ , которая в любой точке земного шара имеет произвольную величину и направление, магнитный потенциал  $U$ , как мы видели, можно представить как объемный и в соответствии с выводами § 6 гл. I можно выразить в виде ряда (1.78), в котором первый член, как легко видеть, равен нулю. Действительно, при  $n=0$  получаем  $U = \frac{1}{r} \int dm$  — выражение, представляющее собой сумму всех магнитных масс, которая в каждом теле равна нулю. Поэтому ряд (1.78) примет вид

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{r^{n+1}} \sum_{m=0}^n [a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta).$$

В этом выражении значения символов те же самые, что и в уравнении (1.78), и начало координат отнесено к центру шара, а  $R$  заменено символом  $r$ .

Введем обозначения:

$$a_n^m = R^{n+2} g_n^m \quad \text{и} \quad b_n^m = R^{n+2} h_n^m, \quad (3.8)$$

где  $R$  — радиус шара. Тогда, очевидно,

$$U = R \sum_{n=1}^{\infty} \left(\frac{R}{r}\right)^{n+1} \sum_{m=0}^n [g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta). \quad (3.9)$$

Для точек, находящихся на поверхности шара,  $r=R$ , и поэтому

$$U = R \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta), \quad (3.10)$$

т. е. магнитный потенциал, создаваемый на поверхности шара магнитными массами, расположенными внутри его, выражается в виде двойной суммы с бесконечным числом слагаемых, причем каждое слагаемое представляет собой функцию  $P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m\lambda}{\sin m\lambda}$  от  $\theta$  и  $\lambda$  с постоянными коэффициентами  $g_n^m$  и  $h_n^m$ , которая носит название *сферической*.

Если же ограничиться разложением до членов порядка  $n$ , то количество постоянных коэффициентов  $g$  и  $h$  выразится числом

$$N = n(n+2),$$

что легко получить из выражения (3.10), если принять во внимание, что  $m$  не может быть больше  $n$  и что при  $m=0$  все члены с коэффициентами  $h$  равны нулю.

Составляющие напряженности поля по осям координат  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  найдутся дифференцированием выражения (3.9) по соответствующей координате, полагая в нем  $r=R$ , т. е.

$$Z = -\frac{\partial U}{\partial r} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n [(n+1)g_n^m \cos m\lambda + (n+1)h_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta),$$

$$X = -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} = -\sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (3.11)$$

$$Y = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda} = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (mg_n^m \sin m\lambda - mh_n^m \cos m\lambda) \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}.$$

Этими уравнениями в сущности исчерпывается вся теория Гаусса. Как видно, она позволяет вычислить элементы земного магнетизма для любой точки земной поверхности, если известны постоянные коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$ . Так как правые части этих уравнений выражены в виде бесконечных рядов,

то для практического пользования необходимо было бы ограничиваться конечным числом членов, зависящим от степени сходимости этих рядов. Однако с возрастанием  $n$  число коэффициентов  $g_n^m$  и  $h_n^m$  резко возрастает, поэтому практически приходится брать число членов не в зависимости от сходимости рядов, а от числа операций, которые необходимы для определения постоянных коэффициентов из наблюдения на земной поверхности. Так как каждая точка дает три уравнения, то, казалось бы, достаточно иметь наблюдения в  $N/3$  точках, чтобы полностью определить все коэффициенты.

Однако случайные влияния местных аномалий могут значительно исказить результат, и поэтому для большей достоверности необходимо брать несколько большее число точек и соответственно этому решать не  $n(n+2)$  уравнений, а больше, при том же числе неизвестных. Сам Гаусс, ограничиваясь членами четвертого порядка ( $n=4$ ), определил 24 коэффициента по наблюдениям в 12 точках, т. е. решил 36 уравнений с 24 неизвестными. Решение таких уравнений производится способом наименьших квадратов.

Необходимо отметить, что коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$  могут быть найдены из наблюдений одного какого-либо элемента, например  $Z$ . Для этого достаточно того, чтобы число точек было больше числа постоянных коэффициентов или, по крайней мере, было одинаково.

После Гаусса определения коэффициентов ряда были сделаны многими учеными по мере накопления материалов наблюдений элементов земного магнетизма.

Из табл. 2 (см. ниже), в которой даны результаты разложения потенциала для различных эпох, можно судить о числе определений, произведенных после Гаусса различными авторами. Несмотря на это, вопрос о сходимости рядов Гаусса оставался до последнего времени не выясненным из-за большого числа местных и региональных аномалий, источники которых залегают вблизи земной поверхности. Однако недавние работы Фанзелау [133], определившего коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$  до 15-го порядка ( $n=15$ ), показали, что по всей видимости ряды (3.11) являются сходящимися. Для того чтобы доказать это, авторам пришлось решить сотни уравнений, так как при  $n=15$  число коэффициентов  $g$  и  $h$  получается равным 255, и, следовательно, минимальное число уравнений для нахождения  $g$  и  $h$  должно быть тем же самым. В действительности же Фанзелау пользовался значительно большим числом уравнений. Решение такого количества уравнений стало возможным лишь с появлением электронно-счетных машин, которыми и пользовался автор в своей работе.

### § 3. Разделение магнитного поля Земли на „внутреннее“, „внешнее“ и „вихревое“.

Одним из главных значений теории Гаусса для познания сущности земного магнетизма является возможность разделения магнитного поля Земли на поля, вызываемые источниками, находящимися внутри земного шара, на поверхности и вне его. Гаусс при своем разложении ограничился рассмотрением только внутренних причин; разложение потенциала от внешних источников было произведено много лет спустя после Гаусса, в 1885 г. Шмидтом [179], который указал на возможность такого разделения.

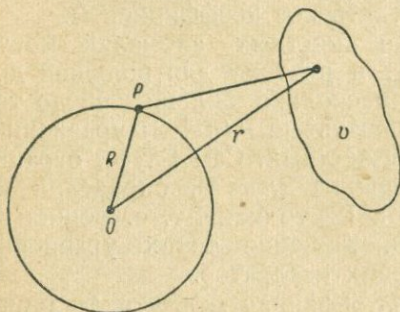


Рис. 22. К выводу поля внешних источников.

Если магнитные заряды или эквивалентные им токи, образующие магнитное поле на поверхности земного шара, находятся вне шара и сосредоточены в каком-либо объеме  $v$  (рис. 22), то магнитный потенциал, вызываемый этими массами, должен, как было показано в § 6 гл. I, выражаться формулой (1.81).

Введем обозначения:

$$c_n^m = j_n^m R^{-(n-1)}, \quad d_n^m = k_n^m R^{-(n-1)},$$

где  $R$  — радиус земного шара; в таком случае выражение (1.81) примет вид:

$$U = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{r^n}{R^{n-1}} \sum_{m=0}^n [j_n^m \cos m\lambda + k_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta); \quad (3.12)$$

при этом вместо радиуса-вектора  $R$  в формуле (1.81) здесь введено обозначение  $r$ , чтобы отличить его от радиуса Земного шара. Составляющие же  $Z_e$ ,  $X_e$ , и  $Y_e$  по осям координат на поверхности шара, где  $r=R$ , представляются уравнениями:

$$\begin{aligned} Z_e &= -\frac{\partial U}{\partial r} = -\sum \sum [nj_n^m \cos m\lambda + nk_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta), \\ X_e &= -\frac{1}{r} \frac{\partial U}{\partial \theta} = -\sum \sum [j_n^m \cos m\lambda + k_n^m \sin m\lambda] \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ Y_e &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial U}{\partial \lambda} = \sum \sum [mj_n^m \sin m\lambda - mk_n^m \cos m\lambda] \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (3.13)$$

При этом суммирование по  $n$  должно начинаться с  $n=1$ , так как первые члены при  $n=0$ , аналогично случаю внутренних зарядов, равны нулю.

**2. Поле внутренних и внешних источников.** При наличии внешних источников составляющие  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  напряженности поля, наблюдаемые на земной поверхности, выразятся как сумма составляющих, вызываемых магнитными зарядами, сосредоточенными внутри Земли, и токами, расположенными вне ее, т. е.

$$X = X_i + X_e, \quad Y = Y_i + Y_e, \quad Z = Z_i + Z_e.$$

В таком случае, складывая почленно выражения (3.11) и (3.13), получим:

$$\begin{aligned} Z &= \sum \sum \{ [(n+1)g_n^m - nj_n^m] \cos m\lambda + \\ &+ [(n+1)h_n^m - nk_n^m] \sin m\lambda \} P_n^m(\cos \theta), \\ X &= \sum \sum \{ [(g_n^m + j_n^m) \cos m\lambda + \\ &+ (h_n^m + k_n^m) \sin m\lambda] \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ Y &= \sum \sum \{ [m(g_n^m + j_n^m) \sin m\lambda - \\ &- m(h_n^m + k_n^m) \cos m\lambda] \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}. \end{aligned} \quad (3.13a)$$

Вводя обозначения

$$\begin{aligned} g_n^m + j_n^m &= p_n^m, & h_n^m + k_n^m &= q_n^m, \\ (n+1)g_n^m - nj_n^m &= p_n^{\prime m}, & (n+1)h_n^m - nk_n^m &= q_n^{\prime m}, \end{aligned} \quad (3.14)$$

можно написать для составляющих  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  следующие разложения в ряды:

$$\begin{aligned} X &= - \sum \sum (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ Y &= \sum \sum (p_n^m \sin m\lambda - q_n^m \cos m\lambda) \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}, \\ Z &= \sum \sum (p_n^{\prime m} \cos m\lambda + q_n^{\prime m} \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \end{aligned} \quad (3.15)$$

Эти формулы и дают возможность определить, какая часть наблюдаемого поля вызывается внешними причинами и какая часть внутренними. Действительно, вычисляя коэффициенты  $p_n^{\prime m}$  и  $q_n^{\prime m}$  из наблюдений одной вертикальной составляющей  $Z$ , а  $p_n^m$  и  $q_n^m$  независимо из наблюдений одной из составляющих  $X$  или  $Y$ , мы можем на основании уравнений (3.14) определить коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$ , соответствующие полю, вызываемому внутренними причинами, и коэффициенты  $j_n^m$  и  $k_n^m$ , соответствующие внешним причинам.

**3. Вихревое поле.** Вблизи земной поверхности, где производятся наблюдения, источниками аномального магнитного поля могут быть только электрические токи. При этом направление вектора плотности тока  $\mathbf{j}$ , вследствие изопотенциальности земной поверхности, должно совпадать с нормалью к поверхности, а силовые линии магнитного поля представлять замкнутые линии, параллельные поверхности Земли, т. е. иметь вихревой характер. Поэтому такое поле и получило название *вихревого магнитного поля*. Такое поле должно, как было показано в § 1 гл. I, удовлетворять уравнению

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}. \quad (3.16)$$

Примером такого случая может служить магнитное поле внутри проводника, по которому протекает ток. В этих случаях говорят, что магнитное поле имеет вихревой характер.

Таким образом, условием вихревого характера магнитного поля является нахождение рассматриваемой точки внутри проводника, по которому протекает ток, или, иначе, нахождение ее внутри пространства, заполненного током.

Так как вектор  $\mathbf{j}$  имеет одну лишь составляющую в сферических координатах  $r$ ,  $\theta$ , и  $\lambda$ , а именно  $j_r$ , то уравнение (3.16) примет скалярную форму

$$\frac{\partial(\sin \theta Y)}{r \sin \theta d\theta} - \frac{\partial X}{r \sin \theta d\lambda} = \frac{4\pi}{c} j_r. \quad (3.17)$$

Подставим в это уравнение значения  $X$  и  $Y$  из формул (3.15), выведенных для внутреннего и внешнего поля, приписав в них коэффициентам  $p_n^m$  и  $q_n^m$  индексы  $x$  и  $y$ , чтобы различить, какие относятся к  $X$  и  $Y$ . В результате будем иметь

$$\frac{4\pi}{c} j_r = \frac{1}{r \sin \theta} \left[ \sum \sum m (p_{nx}^m \sin m\lambda - q_{nx}^m \cos m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} - m (p_{ny}^m \sin m\lambda - q_{ny}^m \cos m\lambda) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta} \right]. \quad (3.18)$$

Так как  $p_{nx}^m = p_{ny}^m$ , а  $q_{nx}^m = q_{ny}^m$ , то найденное выражение тождественно равно нулю, что и должно быть, так как магнитное поле  $H$ , создаваемое источниками, находящимися вне поверхности Земли, является потенциальным, и поэтому  $\operatorname{rot} H = 0$ .

Из этого выражения видно, что правая часть может отличаться от нуля при условии, когда  $p_{nx}^m \neq p_{ny}^m$ ,  $q_{nx}^m \neq q_{ny}^m$ .

Поэтому при наличии вихревой части поля коэффициенты  $p$  и  $q$ , вычисленные из наблюдений северной составляющей  $X$ , должны отличаться от коэффициентов, вычисленных из наблюдений восточной составляющей  $Y$ , тогда как при отсут-

ствии вихревой части в том и другом случае коэффициенты должны быть одинаковы. Это дает нам возможность установить наличие или отсутствие вихревой части поля, а при значительной разности в коэффициентах и определить величину напряженности поля, создаваемого токами, и величину плотности тока. Так, если обозначить разность коэффициентов

$$p_{nx}^m - p_{ny}^m = r_n^m, \quad q_{nx}^m - q_{ny}^m = s_n^m, \quad (3.19)$$

то выражение для  $j_r$  примет вид

$$\frac{4\pi j_r}{c} = \frac{1}{r \sin \theta} \sum \sum m (r_n^m \sin m\lambda - s_n^m \cos m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (3.20)$$

и поэтому, зная  $r_n^m$  и  $s_n^m$ , можно найти плотность тока в любой точке земной поверхности, а по формуле (3.16), которая после интегрирования по поверхности в приближенном виде приводится к виду:

$$HL = \frac{4\pi}{c} \sum_i j_{r_i} \Delta S_i,$$

можно определить и напряженность поля  $H$ , где  $L$  — длина контура, по которому производится интегрирование.

#### § 4. Физическое значение членов ряда Гаусса

Разложение магнитного потенциала в ряд представляет, как мы видели, формальную операцию, которая получила название *сферического гармонического анализа*, по аналогии с операцией разложения периодической функции в ряд Фурье, называемой гармоническим анализом. Однако, несмотря на свой чисто формальный характер, отдельные члены при сферическом анализе, соответствующие порядковому номеру  $n$ , могут иметь определенное физическое значение, как это имеет место и в гармоническом анализе (колебание струны).

Наиболее легко интерпретируются первые члены разложения, соответствующие  $n=1$ .

Действительно, при  $n=1$  уравнение (3.11) принимает вид

$$\begin{aligned} X &= g_1^0 \sin \theta - (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \theta, \\ Y &= g_1^1 \sin \lambda - h_1^1 \cos \lambda, \\ Z &= 2 [g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \sin \theta]. \end{aligned} \quad (3.21)$$

По форме эти выражения совершенно аналогичны выражениям для составляющих напряженности поля, создаваемого однородно намагниченным шаром, и, как легко показать, они аналогичны не только по форме, но и по существу.

Действительно, из уравнений (3.8), (1.77) для  $n=1$  следует:

$$R^3 g_1^0 = a_1^0 = \int r' \cos \theta' dm, \quad R^3 h_1^1 = b_1^1 = \int r' \cos \theta' \sin \lambda' dm,$$

$$R^3 g_1^1 = a_1^1 = \int r' \sin \theta' \cos \lambda' dm.$$

Выражения, стоящие под знаком интеграла, представляют собой проекции радиуса вектора  $r'$  в прямоугольной системе координат и поэтому, обозначив их через  $z'$ ,  $x'$  и  $y'$ , будем иметь:

$$a_1^0 = \int z' dm, \quad b_1^1 = \int x' dm, \quad a_1^1 = \int y' dm. \quad (3.22)$$

Докажем, что эти выражения представляют собой проекции магнитного момента  $M$  земного шара на оси координат. Представим одно из уравнений (3.22) в виде

$$a_1^0 = \iiint \rho z' d\tau + \iint \sigma z' dS, \quad (3.23)$$

где  $\rho$  — объемная и  $\sigma$  — поверхностная плотности магнитных масс, а  $d\tau$  — элемент объема. Заменяя  $\rho$  и  $\sigma$  их выражениями через намагниченность  $\mathbf{J}$ , получим

$$a_1^0 = - \iiint z' \operatorname{div} \mathbf{J} d\tau + \iint z' (\mathbf{J} dS).$$

На основании формул векторного анализа мы можем написать

$$z' \operatorname{div} \mathbf{J} = \operatorname{div} z' \mathbf{J} - (\mathbf{J} \operatorname{grad} z') = \operatorname{div} (z' \mathbf{J}) - J_z.$$

Вследствие этого

$$a_1^0 = - \int \operatorname{div} (z' \mathbf{J}) d\tau + \int J_z d\tau + \int z' J_n dS.$$

По теореме Гаусса,

$$\int \operatorname{div} (z' \mathbf{J}) d\tau = \int z' J_n dS,$$

и, следовательно,

$$a_1^0 = \int J_z d\tau,$$

т. е.  $a_1^0$  — магнитный момент в направлении оси  $z$ , что и требовалось доказать.

Аналогично можно доказать, что

$$a_1^1 = \int J_y d\tau \quad \text{и} \quad b_1^1 = \int J_x d\tau.$$

Выразим составляющие магнитного момента через полярные координаты  $\theta$  и  $\lambda$ , тогда

$$a_1^0 = M \cos \theta_0, \quad b_1^1 = M \cos \theta_0 \sin \lambda_0, \quad a_1^1 = M \sin \theta_0 \cos \lambda_0, \quad (3.24)$$

где  $\theta_0$  — угол, составляемый магнитной осью земного шара с осью вращения  $ON$  (рис. 23), а  $\lambda_0$  — двугранный угол между плоскостью нулевого меридиана и плоскостью меридиана, проходящего через магнитную ось, т. е. координаты точки пересечения магнитной оси с поверхностью шара.

Магнитный момент земного шара  $M$  можно представить в форме

$$M = \frac{4}{3} \pi R^3 J_{\text{cp}}, \quad (3.25)$$

где  $J_{\text{cp}}$  — средняя намагниченность. Поэтому на основании уравнений (3.8) и (3.24) получим:

$$g_1^0 = \frac{4}{3} \pi J_{\text{cp}} \cos \theta_0, \quad g_1^1 = \frac{4}{3} \pi J_{\text{cp}} \cos \theta_0 \cos \lambda_0, \\ h_1^1 = \frac{4}{3} \pi J_{\text{cp}} \cos \theta_0 \sin \lambda_0. \quad (3.26)$$

Сравнивая эти выражения с выражениями (3.1), видим, что они тождественно равны друг другу, так как  $\varphi_0 = 90^\circ - \theta_0$ , а при однородном намагничивании  $J = J_{\text{cp}}$ .

Таким образом, первый член разложения Гаусса представляет собой потенциал, создаваемый однородно намагниченным шаром, магнитный момент которого равен среднему моменту при неоднородном намагничивании.

Интерпретация остальных членов ряда впервые была дана Н. А. Умовым [76], который показал, что каждая из шаровых функций, входящих в ряд Гаусса, представляет магнитный потенциал особого распределения, называемого *мультиполем* и имеющего некоторые оси, число которых определяется порядком функций. Кроме того, каждому мультиполю соответствует магнитный момент, который мы можем для данного случая назвать магнитным моментом того же порядка, какой имеет сама функция. Путем сложных математических выводов Н. А. Умов нашел направления осей и величину этих магнитных моментов для функции второго и третьего порядка, пользуясь значениями постоянных коэффициентов  $g_n^m$  и  $h_n^m$ , вычисленными Неймайером для эпохи 1885 г. [171].

Покажем, что члены второго порядка разложения Гаусса соответствуют потенциалу квадруполь, который является совокупностью двух диполей, параллельных друг другу, но противоположно направленных и находящихся на бесконечно малом расстоянии  $dh_2$  друг от друга. При этом за расстояние  $dh_2$  принимается расстояние между центрами диполей, которое может иметь любое направление и простираение.

Квадруполь имеет, следовательно, две оси, одна из которых совпадает с осью диполя, а вторая с расстоянием  $dh_2$ . Магнит-

ный потенциал квадруполя  $U_2$ , очевидно, выразится как разность потенциалов двух диполей (рис. 24), т. е.

$$U_2 = U_1 - U'_1,$$

или ввиду малости расстояния между диполем

$$U_2 = \frac{\partial U_1}{\partial h_2} dh_2$$

и

$$U_1 = \frac{M_1}{r^2} \cos \theta_1 = \frac{M_1 z}{r^3},$$

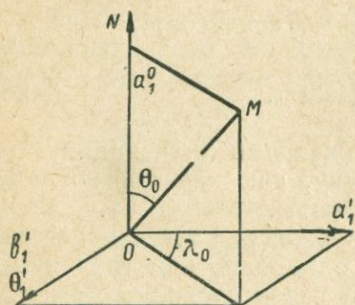


Рис. 23. Составляющие магнитного момента земного шара в полярных координатах.

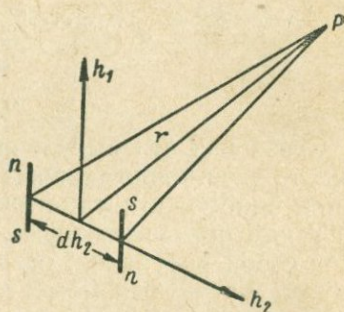


Рис. 24. К выводу потенциала квадруполя.

где  $z$  — проекция вектора  $r$  на ось диполя, поэтому

$$U_2 = M \left[ \frac{1}{r^3} \frac{\partial z}{\partial h_2} - 3 \frac{z}{r^4} \frac{\partial r}{\partial h_2} \right] dh_2.$$

Произведение  $2 M_1 dh_2$  называется *моментом квадруполя*  $M_2$ , а производные  $\frac{\partial z}{\partial h_2}$  и  $\frac{\partial r}{\partial h_2}$  представляют косинусы углов между соответствующими направлениями  $z$  и  $r$  и осью квадруполя. Вследствие этого

$$U_2 = -\frac{M_2}{r^3} \left[ \frac{3}{2} \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \frac{1}{2} \cos \theta_{1,2} \right], \quad (3.27)$$

где  $\theta_1$  и  $\theta_2$  — углы, составляемые осями квадруполя с направлением  $r$ , а  $\theta_{1,2}$  — угол между осями квадруполя.

Для того чтобы представить потенциал  $U_2$  в функции координат точки  $P$ , необходимо выразить углы  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и  $\theta_{1,2}$  в функции сферических координат векторов  $r$ ,  $h_1$  и  $h_2$ . Из треугольников (рис. 25)  $h_1 ZP$ ,  $h_2 ZP$  и  $h_1 P h_2$  имеем:

$$\begin{aligned} \cos \theta_1 &= \cos \varphi_1 \cos \varphi + \sin \varphi_1 \sin \varphi \cos (\lambda - \lambda_1), \\ \cos \theta_2 &= \cos \varphi_2 \cos \varphi + \sin \varphi_2 \sin \varphi \cos (\lambda - \lambda_2), \\ \cos \theta_{1,2} &= \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 + \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos (\lambda_1 - \lambda_2). \end{aligned}$$

Подставив эти значения в уравнение (3.27), после несложных преобразований получим для точек, находящихся на поверхности шара радиуса  $R$ ,

$$U_2 = R \left[ g_2^0 P_2(\cos \varphi) + (g_2^1 \cos \lambda + h_2^1 \sin \lambda) P_2^1(\cos \varphi) + (g_2^2 \cos 2\lambda + h_2^2 \sin 2\lambda) P_2^2(\cos \varphi) \right], \quad (3.28)$$

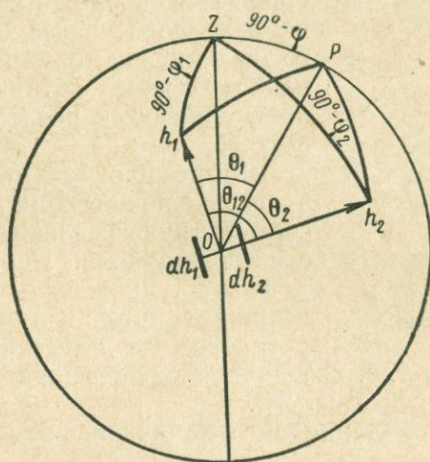


Рис. 25. К выводу потенциала квадрупольного поля.

где

$$\left. \begin{aligned} g_2^0 &= \left[ \cos \varphi_1 \cos \varphi_2 - \frac{1}{2} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos (\lambda_1 - \lambda_2) \right] \frac{M_2}{R^4}, \\ g_2^1 &= \frac{3}{2} \left[ \cos \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos \lambda_2 + \sin \varphi_1 \cos \varphi_2 \cos \lambda_1 \right] \frac{M_2}{R^4}, \\ h_2^1 &= \frac{3}{2} \left[ \cos \varphi_1 \sin \varphi_2 \sin \lambda_2 + \sin \varphi_1 \cos \varphi_2 \sin \lambda_1 \right] \frac{M_2}{R^4}, \\ g_2^2 &= \frac{3}{4} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \cos (\lambda_1 + \lambda_2) \frac{M_2}{R^4}, \\ h_2^2 &= \frac{3}{4} \sin \varphi_1 \sin \varphi_2 \sin (\lambda_1 + \lambda_2) \frac{M_2}{R^4}. \end{aligned} \right\} (3.29)$$

Как видно, потенциал  $U_2$  действительно совпадает со вторым членом разложения Гаусса, и для нахождения магнитного

момента квадруполь  $M_2$  и направления двух его осей, определяемых сферическими координатами  $\varphi_1, \lambda_1$  и  $\varphi_2, \lambda_2$ , необходимо решить систему пяти уравнений (3.29), так как коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$  нам известны. Метод решения этих уравнений и дан в работе Н. А. Умова.

Таким образом, „геометрическая“ интерпретация, т. е. уподобление каждого члена разложения некоторому геометрическому образу (мультиполь), может быть проведена полностью, физическое же объяснение существования таких образов не представляется возможным, за исключением первого члена, соответствующего потенциалу однородно намагниченной сферы, которую мы можем представить как реально существующую.

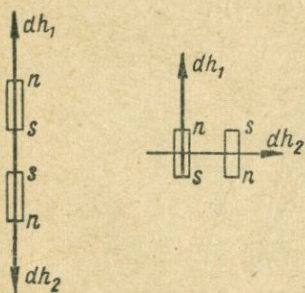


Рис. 26. Представление моментов квадруполь.

направление с  $dh_1$ , т. е. два диполя смещены друг относительно друга вдоль их оси (рис. 26).

Действительно, принимая ось диполя за полярную ось, будем иметь  $\varphi_1 = \varphi_2 = 0$ ,  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ , и следовательно,  $g_2^0 = \frac{M_2}{R^4}$ , все же остальные коэффициенты равны нулю.

Второй член, имеющий множитель  $P_2^1$ , соответствует квадруполью, у которого ось  $dh_2$  перпендикулярна к оси  $dh_1$  (рис. 26). В этом случае  $\varphi_1 = 0^\circ$ ,  $\varphi_2 = 90^\circ$ , а  $\lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$ , и поэтому

$$g_2^1 = \frac{3}{2} \frac{M_2}{R^4} \cos \lambda, \quad h_2^1 = \frac{3}{2} \frac{M_2}{R^4} \sin \lambda, \quad \text{а} \quad g_2^0 = g_2^2 = h_2^2 = 0.$$

И, наконец, третий член является потенциалом квадруполью, у которого оси перпендикулярны друг к другу и лежат в экваториальной плоскости, т. е. имеют координаты  $\varphi_1 = \varphi_2 = 90^\circ$  и  $\lambda_1 - \lambda_2 = 90^\circ$ , и поэтому

$$g_2^2 = \frac{3}{4} \frac{M_2}{R^4} \sin 2\lambda, \quad h_2^2 = \frac{3}{4} \frac{M_2}{R^4} \cos 2\lambda;$$

остальные же коэффициенты равны нулю.

На рис. 27 показано распределение магнитных масс на поверхности земного шара, соответствующих этим квадрупольям, а также диполям, параллельным осям координат.

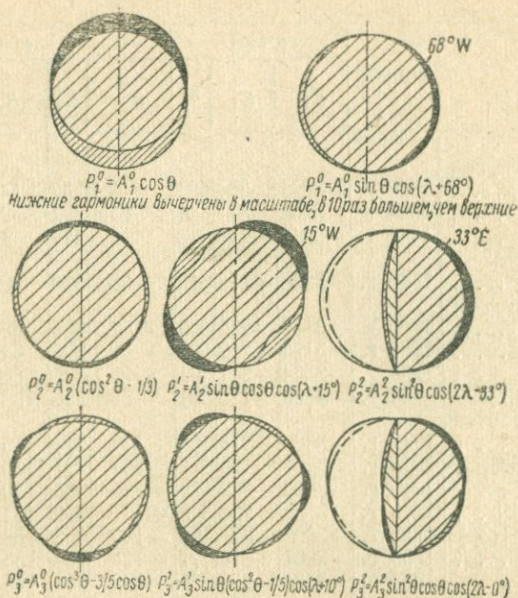


Рис. 27. Распределение магнитных масс на поверхности земного шара, соответствующее дипольному и квадрупольному членам.

## § 5. Результаты вычислений коэффициентов $g_n^m$ и $h_n^m$

Значения коэффициентов  $g_n^m$  и  $h_n^m$  (в единицах  $10^{-4}$  СГС) первых членов разложения ( $n=2$ ), вычисленных различными авторами, даны в табл. 2, из которой видно, насколько эти коэффициенты могут меняться от эпохи к эпохе и какова примерная точность их определения.

Как видно, наибольшими значениями обладают коэффициенты  $g_1^0$  и  $h_1^1$ , что указывает на преобладание дипольного характера земного магнитного поля, так как первые члены разложения Гаусса соответствуют полю диполя.

Из сопоставления значений  $g_n^m$  и  $h_n^m$  для эпох, близких друг к другу, а именно 1922—1955 гг., где изменения  $g$  и  $h$  относятся лишь к погрешностям вычислений, можно заметить, что такая погрешность составляет для  $g_1^0$  около 1%, а для остальных коэффициентов — от 5 до 15%. Между тем за период 1835—1945 гг. коэффициент  $g_1^0$  изменился более чем на 6%, что превышает погрешность измерения почти на один порядок. Поэтому такое изменение следует отнести уже не к погреш-

Таблица 2

Автор	Эпоха	$n = 1$			$n = 2$				
		$g_1^0$	$g_1^1$	$h_1^1$	$g_2^0$	$g_2^1$	$g_2^2$	$h_2^1$	$h_2^2$
Эрман и Петерсен [132]	1829 г.	-3201	-284	601	-8,1	257	-14,4	-4,2	146
Гаусс [35]	1835 г.	-3235	-311	624	51,4	292	-2,0	12,2	157
Адамс [89]	1845 г.	-3219	-278	578	8,5	284	4,0	-10,5	134
Квинтус-Ицилиус [173]	1880 г.	-3339	-276	619	-36,7	300	49,4	-22,0	144
Неймаер и Петерсен [171]	1885 г.	-3157	-248	603	-52,7	288	65,5	-75,1	146
Шмидт [179]	1885 г.	-3192	-212	598	-52,1	275	61,5	-71,0	150
Фритче [139]	1885 г.	-3164	-241	591	-35,1	286	68,0	-75,5	142
Дайсон и Фурнер [129]	1922 г.	-3000	-222	561	-60,7	288	132	-116	77
Джонс и Мелотте [157]	1942 г.	-3029	-218	555	-117	294	156	-150	51
Вестин и др. [203]	1945 г.	-3057	-190	577	-127	297	166	-165	62
Афанасьева [7]	1945 г.	-3092	-229	590	-125	288	150	-146	48
Чекрабартти [116]	1945 г.	-3056	-233	549	-127	299	151	-167	40,4
Финш и Латон [135]	1955 г.	-3055	-327	590	-152	303	158	-190	24
Фанзелау [133]	1955 г.	-3067	-216	577	-128	296	155	-167	58
Пэшуой [65]	1955 г.	-3050	-237	591	-142	304	165	-173	33

ности, а к изменению самой величины  $g_1^0$ , т. е. магнитного момента Земли, который, как мы видели, линейно зависит от коэффициента  $g_1^0$ .

Этот факт говорит о том, что магнитное поле не остается постоянным, а медленно и непрерывно меняется. Такие изменения получили название *вековых вариаций* и более подробно изложены в гл. V.

Чтобы показать, какие значения имеют члены более высокого порядка ( $n > 2$ ), в табл. 3 приведены значения коэффициентов  $g_n^m$  и  $h_n^m$  (в единицах  $10^{-4}$  СГС), вычисленные Фанзелау [133] до членов 15-го порядка.

Основное, что следует из табл. 3, это резкое уменьшение всех коэффициентов для первых шести порядков и затем медленное снижение их с колебаниями то в одну сторону (возрастание), то в другую (спадание). Однако ни у одного коэффициента, вплоть до 15-го порядка, нет какого-либо резкого увеличения, которое указывало бы на наличие сильных источников магнитного поля локального характера. Поэтому с большой вероятностью можно утверждать, что и остальные члены более высокого порядка также не будут иметь значений, сравнимых с первым членом, и, следовательно, ряд должен быть сходящимся.

n	m															
	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15
1	g h	-3066,78	-216,03													
2	g h	-027,89	577,35	154,70												
3	g h	111,91	295,96	58,11	89,89											
4	g h	91,02	-167,29	124,27	8,50	36,20										
5	g h	-26,92	-53,40	16,63	8,50	-38,79	36,20									
6	g h	4,35	77,44	53,56	-38,79	36,20										
7	g h	8,99	13,03	-25,21	-9,52	-12,85										
8	g h	-0,28	30,31	20,83	-4,56	-16,41	-7,88									
9	g h	2,41	3,60	8,36	0,70	-13,49	12,58									
10	g h	-1,34	10,57	-3,15	-26,77	0,02	3,50	-11,44								
11	g h	0,38	-6,44	15,40	-2,05	0,25	-1,07	-2,35								
12	g h	-0,31	-7,44	5,60	3,01	-4,33	-2,05	2,62	2,03							
13	g h	0,13	2,02	-1,85	2,33	0,07	4,09	-1,03	-2,58	1,01						
14	g h	-0,94	3,46	-7,44	-1,74	2,70	1,31	-1,62	1,03	1,01						
15	g h	0,80	-3,91	1,45	1,48	-1,22	0,85	1,70	0,13	-1,04						
			-0,50	5,62	-1,09	-0,42	0,99	-1,04	-0,47	0,04	1,67					
			1,82	0,08	-0,54	0,62	1,68	1,03	1,50	-0,37	-0,34					
			1,12	-5,13	-1,40	2,19	0,78	0,86	-0,47	-0,71	-0,38	0,06				
			-0,81	1,57	2,39	-0,44	-0,72	0,37	-0,61	0,52	0,06	0,72				
			-1,73	2,50	1,18	-0,53	0,43	-0,01	0,11	-0,12	-0,04	-0,44	2,15			
			0,86	-0,05	-1,00	0,24	0,93	0,09	-0,18	-0,98	0,43	-0,54	-0,52			
			1,06	-1,39	0,73	0,93	-0,10	-0,01	-0,34	-0,81	0,38	0,73	-0,79	-0,05		
			-2,39	2,05	2,45	0,22	-0,81	-0,33	-0,07	-0,18	0,32	-0,04	-0,37	-0,48		
			-0,56	0,44	-0,61	0,32	0,56	-0,27	-0,77	0,36	0,25	-0,64	0,54	0,64	-0,76	
			1,41	-0,64	-0,50	0,48	0,47	0,40	0,24	0,21	0,44	-0,67	-0,15	-0,03	0,51	
			-0,67	0,00	-0,03	0,56	0,61	-0,31	0,03	-0,10	0,45	0,34	-0,10	0,33	0,47	-0,27
			-0,24	0,35	1,26	-0,47	-0,43	0,07	-0,29	-0,12	-0,39	-0,46	-0,46	-0,03	0,80	-0,85
			1,95	-0,78	-0,69	-0,14	-0,34	-0,73	0,20	0,14	-0,73	0,05	-0,29	0,04	0,02	0,53
			0,48	1,16	-0,36	0,38	-0,20	0,70	0,08	-0,47	-0,30	-0,80	-0,67	-0,50	0,38	0,16
																0,08
																0,95

В табл. 4 представлены коэффициенты разложения для внутренней  $g_n^m$  и  $h_n^m$ , внешней  $j_n^m$  и  $k_n^m$ , а также для беспотенциальной (вихревой) части  $r_n^m$  и  $s_n^m$  земного поля, вычисленные Фанзелу по формулам (3.15) и (3.19), которые даны в предыдущих параграфах (в единицах  $10^{-4}$  СГС).

Таблица 4

$n$	$m$	$g_n^m$	$h_n^m$	$j_n^m$	$k_n^m$	$r_n^m$	$s_n^m$
1	0	-3062,50		-4,28			
	1	-223,64	578,47		-1,13	28,77	-12,43
2	0	-122,91		-4,99			
	1	295,51	-169,92	0,45	2,63	0,28	-1,26
	2	161,01	52,18	-6,31	5,97	-13,61	26,82
3	0	110,37		1,54			
	1	-175,00	-50,39	0,46	-3,01	0,95	
	2	122,13	18,35	2,14	-1,72	7,08	0,29
	3	90,01	4,03	-0,13	4,48	-8,00	16,79
4	0	96,36		-5,35			
	1	76,17	12,03	1,28	1,00	0,96	5,55
	2	56,27	-28,01	-2,71	2,79	-1,62	10,53
	3	-41,20	-9,77	2,41	0,26	-0,60	-5,81
	4	32,54	-12,46	3,67	-0,39	11,80	0,16
5	0	-28,80		1,88			
	1	33,68	2,64	-3,37	0,97	0,60	-7,69
	2	16,83	8,43	4,00	-0,07	1,38	0,42
	3	-4,94	0,11	0,33	0,58	2,39	5,69
	4	-14,99	-13,23	-1,41	-0,26	-3,64	1,56
	5	-9,84	10,93	1,96	1,65	-0,77	5,04
6	0	8,25		-3,90			
	1	7,05	-5,96	3,52	-0,48	-4,99	10,95
	2	1,33	14,27	-4,48	1,14	-2,36	-0,20
	3	-24,80	-2,70	-1,96	0,65	-2,87	-2,54
	4	-1,51	-0,15	1,49	0,39	7,11	-0,71
	5	3,49	-0,41	0,01	-0,67	0,39	1,15
	6	-10,40	-2,54	-1,04	0,19	-2,46	0,77

Как можно видеть, члены первых четырех порядков ( $n < 5$ ), соответствующие внутренней части поля, во много раз превосходят члены внешней и беспотенциальной, тогда как члены более высокого порядка принимают почти одинаковые значения как для внутренней, так и для остальных частей земного поля.

Чтобы убедиться в том, имеют ли реальное значение коэффициенты внешней и беспотенциальной части или же они представляют собой погрешность вычислений, необходимо, как это показал Фанзелау [133], найти их среднеквадратичные значения. Для этого найдем сначала среднеквадратичное значение магнитного потенциала Земли  $\bar{U}^2$ . По теореме о среднем значении функции имеем:

$$\bar{U}^2 = \frac{1}{4\pi R^2} \iint_S U^2 dS = \frac{1}{4\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} U^2 \sin \theta d\theta d\lambda. \quad (3.30)$$

Подставляя сюда вместо  $U$  его выражение (3.10), получим

$$\begin{aligned} \bar{U}^2 &= \frac{R^2}{4\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \left[ \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (g_n^m \cos m\lambda + \right. \\ &\quad \left. + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta) \right]^2 \sin \theta d\lambda d\theta = \\ &= \frac{R^2}{4\pi} \sum \sum \sum \sum g_n^m g_k^l \iint P_n^m(\cos \theta) P_k^l(\cos \theta) \times \\ &\quad \times \cos m\lambda \cos l\lambda \sin \theta d\theta d\lambda + \\ &+ \frac{R^2}{4\pi} \sum \sum \sum \sum h_n^m h_k^l \iint P_n^m(\cos \theta) P_k^l(\cos \theta) \times \\ &\quad \times \sin m\lambda \sin l\lambda \sin \theta d\theta d\lambda + \\ &+ \frac{R^2}{4\pi} \sum \sum \sum \sum g_n^m h_k^l \iint P_n^m(\cos \theta) P_k^l(\cos \theta) \times \\ &\quad \times \sin l\lambda \cos m\lambda \sin \theta d\theta d\lambda. \end{aligned} \quad (3.31)$$

В теории шаровых функций доказывается, что интегралы, стоящие в правой части этого выражения, при различных значках у присоединенных полиномов Лежандра, т. е. когда  $n \neq k$ , равны нулю. Если же  $n = k$ , то

$$\int_{\theta=0}^{\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \left[ P_n^m(\cos \theta) \frac{\cos m\lambda}{\sin m\lambda} \right]^2 \sin \theta d\theta d\lambda = \frac{4\pi}{2n+1}. \quad (3.32)$$

Обозначим

$$\frac{1}{2n+1} \sum_{m=0}^n [(g_n^m)^2 + (h_n^m)^2] = \frac{\bar{U}_n^2}{R^2}, \quad (3.33)$$

тогда

$$\frac{\bar{U}^2}{R^2} = \frac{1}{R^2} \sum_{n=1}^{\infty} \bar{U}_n^2. \quad (3.34)$$

При этом, как нетрудно видеть,  $\frac{1}{R} \bar{U}_n$  представляют собой среднеквадратичные члены разложения напряженности магнитного поля, которые не зависят ни от долготы, ни от широты, и, следовательно, все местные аномалии, которые отражаются на членах высших порядков, здесь как бы осредняются, и поэтому члены  $\frac{1}{R} \bar{U}_n$  должны быть обусловлены главным образом источниками, находящимися далеко от земной поверхности (внутренние и внешние причины) или же расположенными по всей земной поверхности (вертикальные токи).

Такое осреднение для внутреннего, внешнего и вихревого потенциала было произведено Фанзелау для эпохи 1945 г., результаты которого представлены в табл. 5 (значения потенциалов даны в единицах  $10^{-4}$  СГС).

Таблица 5

$n$	$\frac{1}{R} \bar{U}_{ni}$	$\frac{1}{R} \bar{U}_{ne}$	$(\overline{j_r \sin \theta})_n$	$\frac{1}{R} \delta \bar{U}_n$	$\frac{1}{R} (\bar{U}_{ni} - \bar{U}_n)$	$\frac{1}{R} (\bar{U}_{ne} - \bar{U}_n)$
1	1804,03	5,08	2,26	18,10	1,000	0,000
2	178,86	4,63	3,36	13,46	1,000	0,026
3	99,08	2,37	3,49	7,53	0,992	0,024
4	49,65	2,70	4,21	5,95	1,025	0,057
5	16,40	1,93	3,45	3,59	1,018	0,120
6	9,22	2,10	4,74	4,15	0,93	0,21
7	3,37	1,49	5,02	3,06	0,83	0,37
8	1,68	1,38	3,82	1,68	0,66	0,54
9	1,37	1,10	4,22	1,77	0,81	0,65
10	0,86	0,96	3,30	1,39	0,56	0,63
11	0,84	0,46	6,01	1,95	0,87	0,47
12	0,64	0,62	4,63	1,28	0,66	0,64
13	0,46	0,52	6,99	1,49	0,79	0,90
14	0,48	0,52	5,78	1,09	0,98	1,06
15	0,48	0,45	6,61	1,32	0,76	0,71

Столбец  $\frac{1}{R} \bar{U}_{ni}$  содержит среднеквадратичные значения членов разложения напряженности поля, создаваемого внутренними причинами,  $\frac{1}{R} \bar{U}_{ne}$  — внешними и  $(\overline{j_r \sin \theta})_n$  — вертикальными токами.

Следует, однако, заметить, что среднеквадратичные значения  $(\overline{j_r \sin \theta})_n^2$  должны вычисляться по несколько иной формуле, чем (3.33), так как множителем каждого члена разложения, как показывает уравнение (3.20), здесь является не полином  $P_n^m(\cos \theta)$ , а его производная. Поэтому после замены

производной через функцию Лежандра по рекуррентной формуле

$$\frac{dP_n^m}{d\theta} = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{c_m(n+m)(n-m+1)} P_n^{m-1} - \sqrt{(n-m)(n+m-1)} P_n^{m+1} \right]$$

среднеквадратичные значения для функции  $(j_r \sin \theta)^2$  принимают вид

$$\overline{(j_r \sin \theta)^2} = \sum_{n=1}^{\infty} (j_r \sin \theta)_n^2;$$

при этом

$$(j_r \sin \theta)_n^2 = \frac{1}{2\pi R} \frac{1}{2n+1} \sum_{m=0}^n \frac{m^2}{4} [(r_n^m)^2 + (s_n^m)^2] \times \\ \times [c_m(n+m)(n-m+1) + (n+m-1)(n-m)],$$

где  $c_m = 2$  при  $m=1$  и  $c_m = 1$  при  $m > 1$ .

В табл. 5 сразу же обращает на себя внимание то обстоятельство, что в то время как с увеличением порядка члены  $g_n^m$  и  $h_n^m$  для внутренней части поля быстро убывают, у членов для внешней части уменьшение происходит очень медленно, а у беспотенциальной части происходит даже заметный рост. Так как члены высших порядков обусловлены местными причинами, то при росте их с увеличением  $n$  местные причины должны преобладать над причинами глобального характера. В данном случае беспотенциальная часть должна была вызываться исключительно локальными токами, величину которых можно было бы измерить. Между тем экспериментальная проверка нигде не обнаружила существования таких токов, которые превосходили бы погрешности наблюдений.

Проверка заключалась в определении контурного интеграла

$$\oint (Hdl) = \frac{4\pi I}{c},$$

где  $H$  — напряженность магнитного поля Земли;  $dl$  — элемент контура, расположенного на земной поверхности;  $I$  — сила тока в вертикальном направлении;  $c$  — скорость света.

Так, вычисления, произведенные в начале XX века, показали, что плотность вихревых токов должна иметь величину порядка  $0,02$  а/км<sup>2</sup>. Плотность же вертикальных токов проводимости атмосферного электричества, наблюдаемых непосредственно на поверхности Земли, имеет величину  $2 \cdot 10^{-6}$  а/км<sup>2</sup>, т. е. в 10 000 раз меньше плотности токов, получаемых из геомагнитных наблюдений. Такое противоречие между опыт-

ными данными и теоретическими вычислениями заставило сомневаться в реальности геомагнитных токов, и одну из причин такого расхождения надо искать в недостаточной точности магнитных наблюдений.

Действительно, более поздние исследования, основанные на большом материале, привели к тому, что токи, получаемые из геомагнитных наблюдений, должны быть отнесены за счет недостаточной точности самих наблюдений, а главное за счет неточности нанесения на карты магнитных данных. Поэтому земное магнитное поле, наблюдаемое на земной поверхности, должно считаться полем безвихревым и обладающим скалярным потенциалом.

Отсюда следует, что все члены в табл. 5, относящиеся к беспотенциальной части поля, следует рассматривать не как реально существующие, а как погрешности результата вычислений, обусловленных погрешностями наблюдения составляющих магнитного поля  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ . Если это так, то можно определить и среднеквадратичную погрешность вычисления потенциалов  $\bar{U}_{nl}$  и  $\bar{U}_{ne}$ .

Действительно, если рассматривать разности (3.19)  $r_n^m$  и  $s_n^m$  как погрешности определения коэффициентов  $p_n^m$  и  $q_n^m$ , то выражение

$$\delta U = R \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n (r_n^m \cos m\lambda + s_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta),$$

представляющее собой разностный потенциал, будет не чем иным, как погрешностью вычисления потенциала в каждой точке поверхности. Средняя же квадратичная погрешность найдется по формуле (3.30), которая аналогично (3.34) приводит ее к значению

$$\delta \bar{U}^2 = R^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{2n+1} \sum_{m=0}^n [(r_n^m)^2 + (s_n^m)^2] = \sum_{n=0}^{\infty} \delta \bar{U}_n^2.$$

Вычисления, произведенные по этой формуле Фанзелау, дали значения  $\frac{1}{R} \delta \bar{U}_n$ , представленные в табл. 5.

Как видно, среднеквадратичные погрешности  $\frac{\delta \bar{U}_n}{R}$  для всех значений  $n$  больше величины членов „внешнего потенциала“  $\frac{\bar{U}_{ne}}{R}$  и меньше лишь для первых шести членов „внутреннего потенциала“  $\frac{\bar{U}_{nl}}{R}$ . Поэтому можно утверждать, что метод Гаусса разложения магнитного потенциала Земли в ряд при современной точности измерения элементов земного магнетизма

дает возможность определить лишь первые шесть членов этого разложения без разделения на внутреннюю и внешнюю части.

Нахождение следующих членов более высокого порядка не имеет смысла, как не имеет смысла находить при помощи этого метода потенциал, вызванный внешними причинами, а также вихревое поле.

Однако реальное существование потенциалов внешнего и вихревого поля этим не опровергается, а лишь показывается, что величина их не должна превосходить величину погрешности определения внутреннего потенциала.

Существование внешних источников главного магнитного поля Земли в настоящее время доказано экспериментально, путем непосредственного наблюдения магнитного поля на ракетах и спутниках.

Описание результатов и методов таких наблюдений дано ниже, в гл. XIII.

## § 6. Магнитный момент земного шара и градиенты магнитного поля Земли

Формула Гаусса (3.10), когда известны коэффициенты  $g_n^m$  и  $h_n^m$ , дает возможность определить величину магнитного момента земного шара и его направление, а также градиенты составляющих  $X$ ,  $Y$ ,  $Z$  в любой точке пространства. В § 5 было выяснено, что коэффициенты первых членов разложения потенциала  $g_1^0$ ,  $g_1^1$  и  $h_1^1$  представляют собой величины, пропорциональные составляющим вектора однородной намагниченности. Поэтому магнитный момент  $M$  земного шара, соответствующий однородному намагничиванию, найдем, если возведем в квадрат уравнения (3.26) и сложим их. Действительно, проделав эту операцию, будем иметь:

$$\frac{4\pi}{3} J = \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2},$$

откуда, умножая обе части на  $R^3$ , получим

$$M = R^3 \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}.$$

Средняя же намагниченность земного шара

$$J = \frac{3}{4\pi} \sqrt{(g_1^0)^2 + (g_1^1)^2 + (h_1^1)^2}.$$

Направление магнитного момента однородной намагниченности, или, иначе, направление магнитной оси земного шара, определится из тех же уравнений (3.26), которые дают

$$\operatorname{tg} \lambda_0 = \frac{h_1^1}{g_1^1}; \quad \operatorname{tg} \varphi_0 = \frac{g_1^0}{\sqrt{(h_1^1)^2 + (g_1^1)^2}}.$$

Точки пересечения магнитной оси с земной поверхностью называют *геомагнитными полюсами*, положение которых на земной поверхности и определяется координатами  $\varphi_0, \lambda_0$ .

Численные величины магнитного момента и координаты геомагнитных полюсов по значениям коэффициентов  $g$  и  $h$ , определенные различными авторами, приведены в табл. 6.

Таблица 6

Автор	Эпоха	$M \cdot 10^{-25}$	$\theta_0 = 90 - \varphi_0$	$\lambda_0$
Дайсон, Фурнер [129] . . . . .	1922 г.	8,15	11°21'	67°7
Афанасьева [7] . . . . .	1945 г.	8,12	11 47	68,8
Фанзелау [133] . . . . .	1945 г.	8,20	11 39	69,5
Вестин и др. [203] . . . . .	1945 г.	8,18	11 26	70,0
Чакрабарти [116] . . . . .	1945 г.	8,16	11 02	67,1
Финш, Леатон [135] . . . . .	1955 г.	8,18	11 42	69,0
Пэшуй [65] . . . . .	1955 г.	8,17	11 46	68,2
Среднее за 30 лет . . .		8,17 ± 0,01	11°34' ± 6'	68°7 ± 0°2

Таблица показывает, что расхождения в значениях магнитного момента и координат геомагнитных полюсов, вычисленных различными авторами и для различных эпох, не подчиняются какой-либо закономерности и носят характер случайных погрешностей. Поэтому говорить о каком-либо изменении магнитного момента Земли и положения геомагнитных полюсов за столь краткий промежуток времени, как 30 лет, по результатам сферического анализа вряд ли можно. Если таковые и происходили за это время, то они значительно меньше погрешностей определения.

Сравнивая координаты геомагнитных полюсов с магнитными полюсами, приведенными в табл. 1, видим, что северный геомагнитный полюс расположен на 7° севернее и на 28° восточнее магнитного, а южный геомагнитный полюс на 9° южнее и на 38° западнее.

Если бы земной шар был намагничен однородно, то его намагниченность  $J$ , согласно формуле (3.25), была бы равной

$$J = 0,072 \text{ СГС}$$

— величине, которая встречается у горных пород типа магнетитов, намагниченных в их естественном состоянии, и потому

могла бы быть вполне реальной. Однако температурные условия внутри Земли, когда на глубинах более сотни километров температура, по всей вероятности, должна быть выше точки Кюри любых горных пород, заставляет предполагать, что ниже этих глубин все породы находятся в немагнитном состоянии.

Поэтому если магнитное поле Земли обязано своим происхождением намагниченности горных пород, то все они должны быть сосредоточены лишь в верхнем слое толщиной ( $h$ ) порядка 100 км. В этом случае намагниченность этого слоя должна быть равна магнитному моменту Земли, разделенному на его объем, т. е.

$$J = \frac{M}{4\pi R^2 h} \approx 1 \text{ СГС.}$$

Пород в слое толщиной до 5 км с такой намагниченностью до сих пор еще не наблюдалось. Естественно думать, что и в более низких слоях такая намагниченность также отсутствует, поэтому причину земного магнетизма более вероятно искать не в намагниченности земного шара или оболочки, а в электрических токах, которые могут циркулировать во внутренних его частях.

Некоторые явления магнетизма протекают в зависимости от координат, у которых полярной осью служит магнитная ось однородной намагниченности Земли. Такие координаты называются *геомагнитными*; широта их отсчитывается от геомагнитного полюса — северного или южного, а геомагнитная долгота определяется как угол между магнитным меридианом места и магнитным меридианом, проходящим через географический полюс.

К явлениям, протекающим в зависимости от геомагнитных координат, относятся многие из типов вариаций, полярные сияния, ионосферные явления и др. Поэтому при рассмотрении многих вопросов земного магнетизма приходится переводить географические координаты в геомагнитные.

Формулы перехода от географических координат к геомагнитным получаются из сферического треугольника  $PZP_m$  (рис. 28), в котором сторона  $PZ$  представляет дополнение широты места ( $90^\circ - \varphi$ );  $PP_m$  — дополнение широты геомагнит-

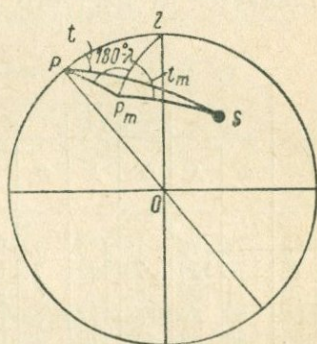


Рис. 28. Переход от географических координат к геомагнитным.

ного полюса ( $90^\circ - \varphi_0$ ) и сторона  $P_m Z$  — дополнение геомагнитной широты ( $90^\circ - \Phi$ ); угол  $PZP_m$  — разность долгот между точкой  $Z$  и геомагнитным полюсом, а угол  $ZP_m P$  — дополнение до  $180^\circ$  геомагнитной долготы  $\Lambda$ , так как она отсчитывается от южного геомагнитного полюса.

По формулам сферической тригонометрии имеем:

$$\begin{aligned} \sin \Phi &= \sin \varphi \sin \varphi_0 + \cos \varphi \cos \varphi_0 \cos (\lambda - \lambda_0), \\ \sin \Lambda &= \cos \varphi \frac{\sin (\lambda - \lambda_0)}{\cos \Phi}. \end{aligned} \quad (3.35)$$

При рассмотрении некоторых вопросов необходимо также знать „местное магнитное время“  $t_m$ , представляющее собой угол между дугой большого круга  $P_m Z$  и дугой  $P_m S$ , проходящей через Солнце (рис. 28). Из сферического треугольника  $PP_m S$  видно, что этот угол является разностью геомагнитных долгот Солнца и данной точки  $Z$ , которые находятся по формуле (3.35).

В средних и низких широтах магнитное время очень мало отличается от местного солнечного времени; разница стано-

Таблица 7

$\varphi^\circ$	$\lambda^\circ$														$\varphi^\circ$
	0		30		60		90		120		150		180		
	$\Phi$	$\Lambda$	$\Phi$	$\Lambda$	$\Phi$	$\Lambda$	$\Phi$	$\Lambda$	$\Phi$	$\Lambda$	$\Phi$	$\Lambda$	$\Phi$	$\Lambda$	
+88	79	170	78	170	77	173	77	177	77	181	77	186	78	189	-88
+80	78	130	74	142	71	156	69	170	69	184	70	198	72	212	-80
+70	71	102	66	125	61	146	59	166	59	186	60	206	64	226	-70
+60	62	89	56	117	52	141	49	164	49	187	50	210	54	233	-60
+50	53	83	47	112	42	138	39	163	39	187	41	212	45	238	-50
+40	43	79	37	108	32	135	29	162	29	188	31	214	35	241	-40
+30	33	76	28	105	22	133	19	161	19	188	21	216	25	243	-30
+20	24	73	18	103	13	132	9	160	9	189	11	217	16	246	-20
+10	14	71	8	101	3	130	-1	159	-1	189	1	218	6	248	-10
0	4	69	-2	99	-7	128	-11	159	-11	189	-9	220	-4	249	0
-10	-6	68	-12	97	-17	127	-21	158	-21	190	-19	221	-14	251	+10
-20	-16	66	-21	95	-27	125	-31	157	-31	190	-29	222	-24	253	+20
-30	-25	63	-31	92	-37	123	-41	156	-41	190	-39	224	-33	256	+30
-40	-35	61	-41	89	-47	120	-51	154	-51	191	-48	227	-43	259	+40
-50	-45	58	-50	85	-56	116	-60	152	-61	192	-58	230	-53	263	+50
-60	-54	53	-60	79	-66	109	-70	148	-71	194	-68	236	-62	269	+60
-70	-64	46	-69	68	-75	95	-80	136	-81	200	-77	251	-71	282	+70
-80	-72	32	-76	45	-81	56	-86	59	-88	316	-83	300	-78	310	+80
-88	-78	9	-79	10	-80	9	-80	4	-80	358	-80	353	-79	350	+88
$\varphi^\circ$	180		210		240		270		300		330		360		$\varphi^\circ$
	$\lambda^\circ$														

вится заметной лишь на расстоянии 15—20° от геомагнитного полюса. Разница в широтах зависит исключительно от долготы места.

Табл. 7, в которой приведен перевод географических координат в геомагнитные, показывает, насколько отличаются одни координаты от других (значения координат даны в градусах).

При пользовании правым столбцом  $\varphi$  и нижним  $\lambda$  знак у  $\Phi$  должен быть изменен на обратный, а у  $\Lambda$  сохранен, но добавлен угол 180°.

Градиенты составляющих напряженности поля  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  можно находить двояким путем: исходя из формулы разложения по гармоническим функциям (3.11) или же пользуясь формулой Пуассона.

В первом случае достаточно продифференцировать каждую из формул (3.11) по соответствующим координатам, чтобы получить все девять градиентов. Так, дифференцирование формулы (3.11) по  $r$  с выделением членов первого порядка ( $n=1$ ) дает градиент по вертикальному направлению:

$$\begin{aligned} \frac{\partial X}{\partial r} &= R^3 \frac{3}{r^4} [g_1^0 \sin \theta - (2g_1^1 \cos \lambda + h_1^1 \sin \lambda) \cos \theta] + \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+2) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) \frac{R^{n+2}}{r^{n+3}} \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ \frac{\partial Y}{\partial r} &= -R^3 \frac{3}{r^4} (g_1^1 \sin \lambda - h_1^1 \cos \lambda) - \\ &- \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+2) m (g_n^m \cos m\lambda - h_n^m \sin m\lambda) \times \\ &\quad \times \frac{R^{n+2}}{r^{n+3}} \frac{P_n^m(\cos \theta)}{\sin \theta}, \end{aligned} \quad (3.36)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial Z}{\partial r} &= R^3 \frac{6}{r^4} [g_1^0 \cos \theta + (g_1^1 \cos m\lambda + h_1^1 \sin m\lambda) \sin \theta] + \\ &+ \sum_{n=2}^{\infty} \sum_{m=0}^n (n+1)(n+2) (g_n^m \cos m\lambda + h_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta). \end{aligned}$$

Если от географических координат  $\theta$  и  $\lambda$  перейти к геомагнитным ( $90 - \Phi$ ) и  $\Lambda$ , то первые члены в разложении для  $X$ ,  $Y$  и  $Z$  выразятся

$$X = \frac{M}{r^3} \cos \Phi, \quad Y = 0, \quad Z = \frac{2M}{r^3} \sin \Phi.$$

Поэтому градиенты с точностью до членов первого порядка будут иметь вид

Таблица 8

$\varphi^\circ$	$\lambda^\circ$														
	0			30			60			90			120		
	$\frac{\partial X}{\partial r}$	$\frac{\partial Y}{\partial r}$	$\frac{\partial Z}{\partial r}$	$\frac{\partial X}{\partial r}$	$\frac{\partial Y}{\partial r}$	$\frac{\partial Z}{\partial r}$	$\frac{\partial X}{\partial r}$	$\frac{\partial Y}{\partial r}$	$\frac{\partial Z}{\partial r}$	$\frac{\partial X}{\partial r}$	$\frac{\partial Y}{\partial r}$	$\frac{\partial Z}{\partial r}$	$\frac{\partial X}{\partial r}$	$\frac{\partial Y}{\partial r}$	$\frac{\partial Z}{\partial r}$
+80	-47	5,8	-21,2	-4,2	-2,3	-21,9	-2,0	-4,1	-23,7	0,4	3,4	-25,4	1,3	-1,1	-27,0
+60	-5,2	0,8	-19,2	-5,2	-1,5	-20,1	-4,6	-4,4	-24,0	-3,6	-3,1	-30,0	-4,8	-3,0	-31,4
+30	-14,8	1,2	-12,3	-15,5	-1,3	-14,9	-15,8	-1,7	-18,1	-18,3	-0,3	-20,2	-17,4	-2,0	-18,1
0	-13,2	3,8	8,9	-15,4	-0,1	10,2	-17,6	0,6	7,5	-20,2	0,8	9,9	-20,0	-2,2	5,7
-30	-3,7	4,0	12,7	-2,8	1,2	14,0	-4,8	4,0	13,6	-7,4	5,2	23,2	-12,1	0,2	13,7
-60	-7,8	3,4	11,9	-7,6	4,5	13,2	-7,3	7,9	17,0	-4,2	9,1	25,7	-2,1	4,2	26,3
-80	-11,5	3,6	22,5	-8,9	7,4	23,9	-4,6	9,7	26,5	0,2	9,3	29,6	-4,1	5,8	32,2

$$\frac{\partial X}{r \partial \Phi} = \frac{\partial H}{r \partial \Phi} = \frac{-M}{r^4} \sin \Phi,$$

$$\frac{\partial H}{\partial r} = -\frac{3M}{r^4} \cos \Phi,$$

$$\frac{\partial Z}{r \partial \Phi} = \frac{2M}{r^4} \cos \Phi,$$

$$\frac{\partial Z}{\partial r} = -\frac{6M}{r^4} \sin \Phi. \quad (3.37)$$

Множитель  $\frac{M}{r^4}$  для поверхности Земли есть величина постоянная, равная  $\frac{8,1 \cdot 10^{25}}{(6,3)^4 \cdot 10^{32}} = 2,28 \cdot 10^{-10}$  э/см. Поэтому на поверхности Земли градиенты будут

$$\frac{\partial X}{r \partial \Phi} = -5,14 \cdot 10^{-10} \sin \Phi,$$

$$\frac{\partial X}{\partial r} = -15,4 \cdot 10^{-10} \cos \Phi,$$

$$\frac{\partial Z}{r \partial \Phi} = 10,3 \cdot 10^{-10} \cos \Phi,$$

$$\frac{\partial Z}{\partial r} = -30,8 \cdot 10^{-10} \sin \Phi. \quad (3.38)$$

Численное значение их для любой точки земной поверхности можно получить, если воспользоваться табл. 7, из которой для данного значения  $\varphi$  и  $\lambda$  найдется магнитная широта  $\Phi$  и подставляется в одно из уравнений (3.38).

Так, например, где  $\varphi = 60^\circ$  и  $\lambda = 30^\circ$ , из таблицы получаем:  $\Phi = 56^\circ$ , откуда, выражая градиенты в гаммах на километр, будем иметь:

$$\frac{\partial H}{r \partial \Phi} = -4,3 \frac{\gamma}{\text{км}}, \quad \frac{\partial H}{\partial r} = -8,6 \frac{\gamma}{\text{км}},$$

$$\frac{\partial Z}{r \partial \Phi} = 5,9 \frac{\gamma}{\text{км}}, \quad \frac{\partial Z}{\partial r} = -25,5 \frac{\gamma}{\text{км}},$$

(3.39)

т. е. при подъеме на высоту 1 км  $Z$  в этом пункте уменьшается на 25,5γ, а  $H$  на 8,6γ. При перемещении же по направлению к магнитному полюсу  $Z$  увеличивается на 5,9γ, а  $H$  уменьшается на 4,3γ. При таких изменениях напряженности магнитного поля в объеме, не превышающем даже нескольких кубических метров, земное магнитное поле, если оно не искажено аномалиями, можно считать однородным.

Численные расчеты вертикального градиента для поверхности земного шара по формулам (3.38) были произведены Вестином [202]. Значения их для некоторых точек земной поверхности приведены в табл. 8.

При сравнении данных этой таблицы для пункта, где  $\varphi = 60^\circ$  и  $\lambda = 30^\circ$  видно, что градиент  $\frac{\partial Z}{\partial r}$  отличается от градиента поля однородного намагничивания (3.38) на 5 γ/км, а  $\frac{\partial H}{\partial r} = \sqrt{\left(\frac{\partial X}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial Y}{\partial r}\right)^2} = -5,4$  γ/км на  $-3,2$  γ/км. Эти разности обусловлены влиянием членов в формулах (3.36) порядка выше первого, т. е. влиянием неоднородной части намагничивания так называемого остаточного поля или материковых аномалий.

Во втором случае формулу Пуассона необходимо преобразовать так, чтобы под интегралом вместо потенциала  $U$ , как функции координат поверхности шара, входила его первая производная по нормали, т. е. по  $r$ , распределение которой по поверхности шара нам известно. Для этой цели применим формулу Пуассона к функции  $\rho \frac{\partial U}{\partial \rho}$ , которая удовлетворяет уравнению Лапласа и, следовательно, может быть найдена как решение этого уравнения по формуле Пуассона, т. е.

$$\left(\rho \frac{\partial U}{\partial \rho}\right)_P = \frac{1}{4\pi R} \iint \left(\rho \frac{\partial \bar{U}}{\partial \rho}\right) \frac{\rho^2 - R^2}{r^3} dS.$$

На поверхности Земли  $\bar{\rho} = R$ , а  $\frac{\partial \bar{U}}{\partial \rho} = Z$ , т. е. вертикальной составляющей. Кроме того,  $\left(\frac{\partial U}{\partial \rho}\right)_P$  представляет  $Z_P$  в точке  $P$ , поэтому мы можем написать

$$Z_P = \frac{1}{4\pi} \iint Z \frac{\rho^2 - R^2}{r^3} dS.$$

Отсюда путем дифференцирования по  $\rho$  получим вертикальный градиент  $Z$ , который выразится формулой

$$\frac{\partial Z_P}{\partial \rho} = \frac{1}{4\pi} \iint Z \left[ \frac{2}{r^3} - \frac{\rho^2 - R^2}{\rho^2 r^3} - \frac{3(\rho^2 - R^2)}{\rho r^4} \frac{\partial r}{\partial \rho} \right] dS.$$

Так как  $r^2 = R^2 + \rho^2 - 2R\rho \cos \psi$ , то  $\frac{\partial r}{\partial \rho} = \frac{1}{r} (\rho - R \cos \psi)$ . При этом

$$\cos \psi = \cos \theta \cos \theta_0 + \sin \theta \sin \theta_0 \cos (\lambda - \lambda_0),$$

где  $\theta$ ,  $\lambda$  и  $\theta_0$ ,  $\lambda_0$  — соответствующие координаты точек  $P$  и  $Q$ .

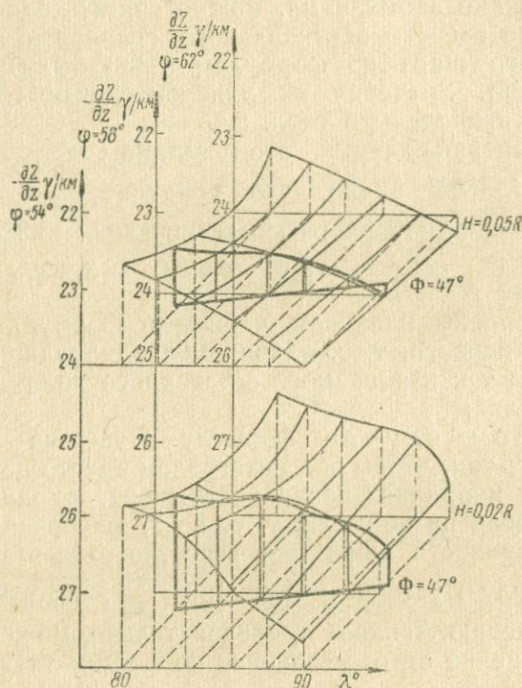


Рис. 29. Градиенты поля на различных высотах для участка Восточно-Азиатской аномалии.

Вследствие этого предыдущее выражение для вертикального градиента примет вид

$$\frac{\partial Z_p}{\partial \rho} = \frac{1}{4\pi} \int_{\lambda=0}^{2\pi} \int_{\theta=0}^{\pi} \bar{Z} \left[ \left( 2 - \frac{\rho^2 - R^2}{\rho^2} \right) \frac{1}{r^3} - \frac{3(\rho^2 - R^2)}{r^5} + \frac{3R(\rho^2 - R^2)}{\rho r^5} \cos \psi \right] \sin \theta d\theta d\lambda.$$

Расчеты градиентов на разных высотах по этой формуле для участка Восточно-Азиатской аномалии (от  $\varphi = 54^\circ$  до  $\varphi = 62^\circ$ , от  $\lambda = 80^\circ$  до  $\lambda = 90^\circ$ ) были проведены О. М. Распоповым, результаты которых показаны в виде графиков на рис. 29.

## ГЛАВА IV

### СТРУКТУРА МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

#### § 1. Магнитное поле Земли как сумма полей различных источников

Рассмотрение мировых карт изолиний и карт отдельных районов, а также математический анализ магнитного поля приводит к заключению, что наблюдаемое магнитное поле на поверхности Земли  $H_T$  является суммой нескольких полей, имеющих различные причины, а именно: поля, создаваемого однородной намагниченностью земного шара, называемого *дипольным* —  $H_o$ , поля, вызываемого внутренними причинами, связанными с неоднородностью глубоких слоев земного шара, получившего название *недипольного* —  $H_m$ , поля, обусловленного намагниченностью верхних частей земной коры —  $H_a$ , поля, связанного с внешними причинами —  $H_e$ , и поля вариаций  $\delta H$ , также имеющего причины вне земного шара, т. е.

$$H_T = H_o + H_m + H_a + H_e + \delta H.$$

$H_m$  называют также *материковым полем* ввиду большого пространства, которое оно захватывает, или же остаточным полем.

Сумма полей дипольного и недипольного, т. е.  $H_o + H_m = H$ , образует *главное магнитное поле Земли*. В дальнейшем мы будем придерживаться терминов: „поле однородного намагничивания  $H_o$ “ и „материковое поле  $H_m$ “.  $H_a$  представляет собой аномальное поле, которое подразделяется на поле регионального характера, распространяющееся на большие площади, и поле местного характера, ограниченного по простиранию на небольшую площадь. В первом случае оно называется *региональной аномалией*  $H'_a$ , во втором — *местной*, или *локальной аномалией*  $H''_a$ . Обычно региональные аномалии вызываются более глубокими слоями земной коры, местные — менее глубокими. В этом случае на региональную аномалию может накладываться местная аномалия, и аномальное поле будет представлять тогда сумму полей  $H'_a$  и  $H''_a$ , т. е.

$$H_a = H'_a + H''_a.$$

Однако могут быть случаи, когда причиной региональной аномалии служат породы, залегающие в слоях, близких к земной поверхности. Примером могут служить Курские магнитные аномалии.

Часто сумму полей однородного намагничивания  $H_0$ , материкового  $H_m$  и внешнего поля  $H_e$  называют *нормальным полем*, напряженность которого  $H_n$ , очевидно, равна:

$$H_n = H_0 + H_m + H_e.$$

Так как  $H_e$  очень мало и практически им можно пренебречь, то нормальное поле в этом случае совпадает с главным магнитным полем. С этой точки зрения наблюдаемое поле, если исключить из него поле вариаций, является суммой нормального или главного и аномального, т. е.

$$H_T = H_n + H_a.$$

Таким образом, если известно распределение нормального поля на поверхности Земли, можно определить аномальную часть магнитного поля и тем самым подойти к вопросу об использовании магнитных съемок для решения чисто геологических задач, а именно — о структуре верхних слоев земной коры, задач, которые имеют чрезвычайно важное практическое значение.

Однако в зависимости от того, какую аномалию требуется выделить — региональную или местную, под напряженностью нормального поля следует понимать или сумму  $H_0 + H_m + H_e$ , или сумму  $H_0 + H_e + H_m + H'_a$ .

Точно так же при выделении недипольного или остаточного поля нормальным полем будет являться поле однородного намагничивания, т. е. дипольное  $H_0$ . Таким образом, понятие нормального поля является чисто условным, в зависимости от того, для каких целей оно применяется.

Разложить величину напряженности поля в какой-либо точке на составляющие, соответствующие тому или иному полю, не возможно, так как задача в этом случае становится неопределенной. Для выделения нормального поля из наблюдаемого путем вычитания из него аномального требуется не одно наблюдение, а целый ряд таких наблюдений в различных точках земной поверхности.

## § 2. Методы разделения поля на составляющие

Задача разделения наблюдаемого магнитного поля на поверхности Земли на его составляющие — нормальное  $H_n$ , аномальное  $H_a$  и поле однородного намагничивания  $H_0$  — с матема-

тической точки зрения является неопределенной, так как такое разложение возможно бесконечным числом способов. Для того чтобы она имела однозначное решение, необходимы сведения об источниках каждой из составляющих земного поля. В настоящее время установлено, что источниками магнитных аномалий являются намагниченные горные породы, залегающие на глубинах, очень малых по сравнению с радиусом земного шара, а об источнике главного магнитного поля можно предполагать, что он находится на глубине большей половины радиуса земного шара.

Такое резкое отличие источников этих полей по глубине их залегания и дает нам возможность выделить из общего поля его аномальную часть, основываясь на теореме Гаусса, из которой следует, что для любой поверхности, окружающей намагниченное тело,

$$\iint_S \frac{\partial U}{\partial n} dS = \iint_S (\mathbf{H} \cdot d\mathbf{S}) = 0.$$

Это выражение равносильно тому, что среднее значение нормальной составляющей напряженности магнитного поля, взятое по всей замкнутой поверхности, равно нулю. Для тел (намагниченных пород), находящихся вблизи земной поверхности, при нахождении среднего значения нормальной составляющей интегрирование по всей поверхности земного шара можно заменить интегрированием (суммированием) по некоторой ее части, так как вдали от эпицентра залегающей породы магнитное поле, создаваемое этой породой, будет ничтожно мало. Поэтому, чтобы исключить аномальное поле, достаточно вычислить среднее значение вертикальной составляющей на площади аномалии. В этом случае вертикальная составляющая аномального поля станет равной нулю, а среднее значение  $Z$  нормального поля будет совпадать со средним значением  $Z$  суммарного поля.

В качестве примера рассмотрим случай однородно намагниченного шара, залегающего на глубине  $z$ . Положим, что шар намагничен по вертикальному направлению, совпадающему с осью  $z$ , и примем начало координат в центре шара. Тогда, на основании формул (1.60), вертикальная составляющая  $Z$  в какой-либо точке земной поверхности, имеющей координаты  $x, y, z$ , будет

$$Z = \frac{M(2z^2 - x^2)}{(z^2 + x^2)^{5/2}},$$

где  $M$  — магнитный момент шара.

Для нахождения среднего значения по площади  $S$  необходимо вычислить интеграл вида

$$Z_{\text{ср}} = \frac{1}{S} \iint Z dS.$$

Примем за  $S$  площадь круга радиуса  $R$  с центром на оси  $z$ . Тогда, выражая  $dS$  в полярных координатах и подставляя в последнюю формулу вместо  $Z$  его выражение, будем иметь:

$$Z_{\text{ср}} = \frac{M}{\pi R^2} \int_0^{2\pi} \int_0^R \frac{2z^2 - x^2}{(z^2 + x^2)^{5/2}} x dx d\theta.$$

Выполняя интегрирование, получим

$$Z_{\text{ср}} = \frac{2M}{(z^2 + R^2)^{3/2}},$$

или, вынося  $z$  за скобки и вводя обозначение  $\frac{R}{z} = \rho$ ,

$$Z_{\text{ср}} = \frac{2M}{z^3} \frac{1}{(1 + \rho^2)^{3/2}}.$$

Так как  $\frac{2M}{z^3}$  представляет максимальное значение вертикальной составляющей  $Z_m$  и  $\rho$  велико по сравнению с единицей, то

$$\frac{Z_{\text{ср}}}{Z_m} = \frac{1}{\rho^3}.$$

Это соотношение показывает, что  $Z_{\text{ср}}$ , взятое по кругу, радиус которого в  $\rho$  раз превышает глубину залегания, приблизительно в  $\rho^3$  раз меньше максимального значения  $Z_m$ . Так, например, для определения нормального значения вертикальной составляющей с погрешностью, не превышающей одного процента максимальной величины аномального значения, необходимо измерения произвести на площади круга, радиус которого в 4,5 раза больше глубины залегания.

Необходимо, однако, отметить, что выводы эти справедливы, когда на площади, по которой производится осреднение результатов наблюдений, нет аномалий, вызываемых другими залегающими породами. В природе же такие одиночные аномалии, как в нашем примере, встречаются редко. Чаще всего одна аномалия накладывается на другую, и поэтому метод осреднения требуется распространить на очень большие площади, где нормальное поле уже нельзя считать однородным. В таких случаях удобнее за нормальное поле принимать среднее значение из наблюдений в нескольких пунктах, расположенных вдали от центра данной аномалии.

Таким образом, в зависимости от площади, на которой производится осреднение элементов земного магнетизма, исключаются те или иные аномалии, источники которых залегают на глубине, не превосходящей определенной величины  $h$ . Ясно, что чем больше площадь осреднения, тем больше величина  $h$ . Однако в практике построения магнитных карт „нормального“ поля широко распространенным методом является графический метод сглаживания изолиний, построенных по данным наблюдений. При этом следует иметь в виду, что при самом построении таких изолиний уже производится их сглаживание, так как в промежутках между двумя точками, в которых нанесены наблюдаемые значения элемента, поле принимается меняющимся по линейному закону. И чем меньше масштаб карты изолиний, тем сильнее производится такое сглаживание.

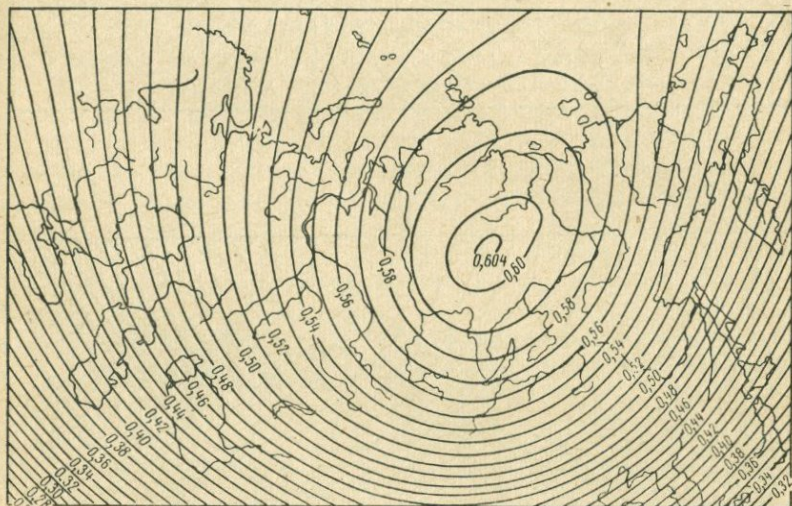


Рис. 30. Карта нормального поля ( $Z$ -составляющая).  
(Значения изолиний в эрстедах).

В районах сильных аномалий сглаживание изолиний приходится производить несколько раз, а иногда и применять комбинированные операции — осреднение по некоторому району арифметическим путем и сглаживание изолиний, построенных по средним значениям.

Так, например, Институт земного магнетизма при построении последних карт „нормального“ поля Советского Союза [34] для эпохи 1950 г. применил именно такую методику. Сначала производилось арифметическое осреднение элементов

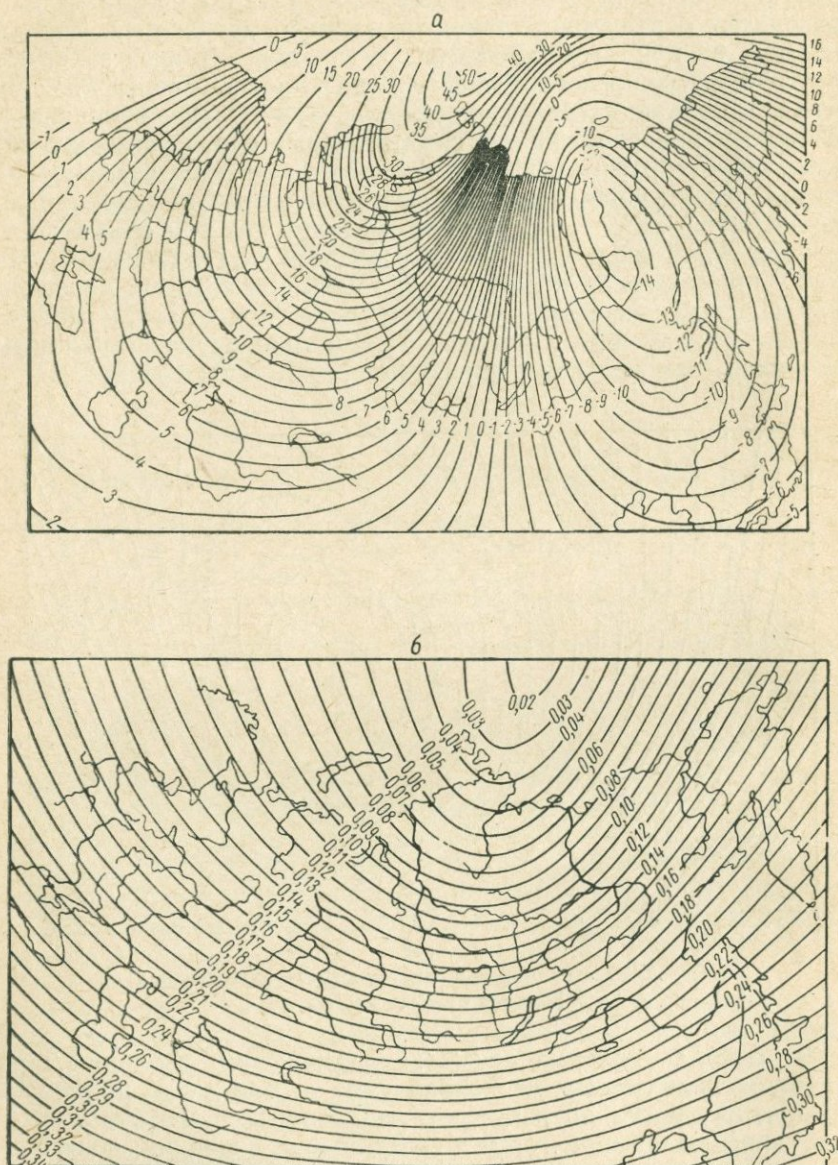


Рис. 31. Карты нормального поля.  
а — склонения (в градусах); б —  $H$ -составляющая (в эрстедах).

на площади, ограниченной дугами меридиана и параллели в  $1^\circ$ . Затем по осредненным значениям строились изолинии, которые и подвергались сглаживанию и дальнейшему исправлению в соответствии с требованиями отсутствия непотенциальной части магнитного поля и равномерного изменения горизонтальных градиентов всех элементов.

Построенные таким образом карты, называемые картами нормального поля, представлены на рис. 30 и 31.

Что представляет собой такое нормальное поле, трудно сказать. Является ли оно полем, вызываемым исключительно глубинными источниками, или же содержит и поля крупных региональных аномалий, остается не выясненным. Во всяком случае все местные аномалии, причины которых находятся в земной коре (на глубине нескольких километров), видимо, в нем не содержатся.

Рассматривая эти карты, видим, что вся площадь Советского Союза охвачена лишь одной аномалией, которая и получила название материковой. Поэтому можно было бы думать, что карты изолиний представляют собой лишь сумму поля однородного намагничивания и поля материковой аномалии. Однако региональные аномалии, хотя и не заметные непосредственно на глаз, могут проявляться в распределении плотности изолиний и изменений их радиуса кривизны. Насколько отклоняются построенные изолинии от тех, которые соответствуют полю  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_o + \mathbf{H}_m$ , судить трудно, но во всяком случае разность должна быть порядка погрешностей построения самих изолиний. Поэтому карты нормального поля, в том виде, в каком они даются ИЗМИР АН СССР, находят широкое применение в магнитной разведке для нахождения величины аномального поля.

### § 3. Материковое поле (недипольная часть главного поля)

Аналитический метод разложения потенциала магнитного поля Земли в ряд дает возможность количественно разделить наблюдаемое поле на поле однородного намагничивания (дипольное) и поле, соответствующее неоднородной его части (недипольное), называемое материковым.

Для этого, вычислив по формулам (3.3) поле однородного намагничивания и пользуясь картами нормального магнитного поля Земли, путем вычитания первого из второго мы и получим материковое поле. Впервые выделение материкового поля было произведено в 1899 г. Бауэром [95] для эпохи 1885 г. С тех пор накопился громадный материал по наблюдению элементов земного магнетизма, что дало возможность многим исследователям по-

строить магнитные карты, которые более точно отражали истинное поле Земли.

В связи с этим необходимо было повторить вычисления материкового поля и построить для него карты, отнесенные к современной эпохе. Такие карты для эпох 1907, 1912 и 1942 гг. были составлены Е. Вестином и др. [202], часть из них для эпох 1907 и 1942 гг. приведена в тексте (рис. 32—35).

Из этих рисунков видно, что поверхность Земли разбивается изолиниями  $Z$  на ряд областей почти круглой формы, в центре которых магнитная стрелка, подвешенная за центр тяжести, должна устанавливаться вертикально: в одних — северным концом вниз, в других — южным.

Это соответствует тому, что как будто бы под центрами областей находятся магниты, расположенные вертикально. В одних областях они обращены северным концом вверх, в других южным. Всего таких областей насчитывается шесть; при этом одна из них, находящаяся в южном полушарии, распадается на две. Географические координаты центров этих областей и значение вертикальной составляющей в центре области для эпох 1885 и 1950 гг. приведены в табл. 9.

Таблица 9

Район расположения области	Эпоха 1885 г.			Эпоха 1950 г.		
	$\varphi^\circ$	$\lambda^\circ$	$Z$	$\varphi^\circ$	$\lambda^\circ$	$Z$
Вост. Азия . . . . .	35	110	+0,139	45	100	+0,175
Африка . . . . .	0	20	-0,124	0	10	-0,155
Сев. Америка . . . . .	42	268	+0,084	40	270	+0,066
Сев. часть Тихого океана . .	45	182	-0,021	50	190	-0,030
Испания . . . . .	60	0	-0,106	70	340	-0,089
о. Тасмания . . . . .	45	135	-0,092	40	140	-0,105
Южн. часть Индийского океана	50	325	+0,164	60	325	+0,167
То же . . . . .	—	—	—	60	33	+0,166

Наиболее интенсивной и наиболее правильной по форме является Восточно-Азиатская область, или, как ее называют, Восточно-Азиатская материковая аномалия. Она охватывает весь азиатский и часть европейского материка, и значение вертикальной составляющей достигает в ней 30% нормального поля. Аномалия, несколько меньшая по величине, но противоположная по знаку, расположена в Западной Африке, захватывая всю Африку и часть Атлантического океана. Крупная аномалия наблюдается в южной части Индийского океана, вблизи Антарктики, но, как было указано выше, по всей вероятности, распадается на две отдельные аномалии. Поэтому в таблице она разделена

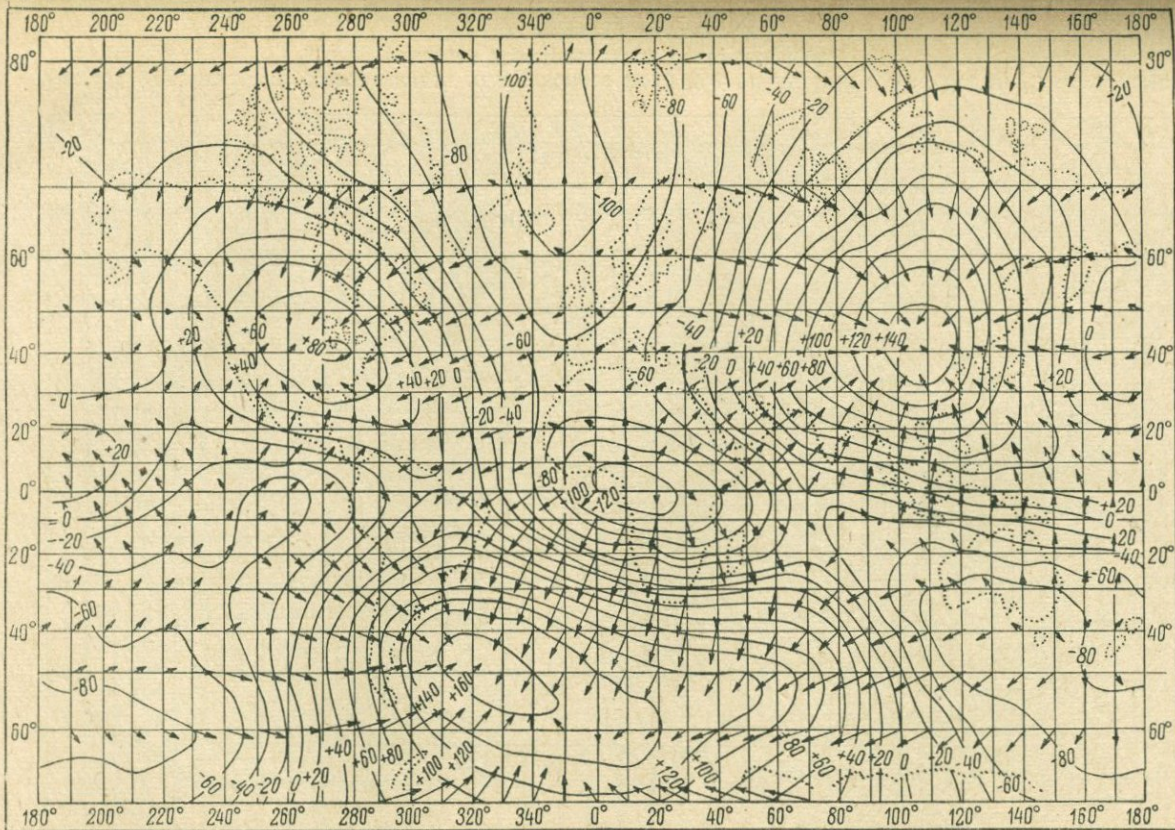


Рис. 32. Вертикальная составляющая материкового поля для эпохи 1907 г. (по Вестину). Стрелками показана горизонтальная составляющая.  
(Значения изолиний в миллиэрстедях).

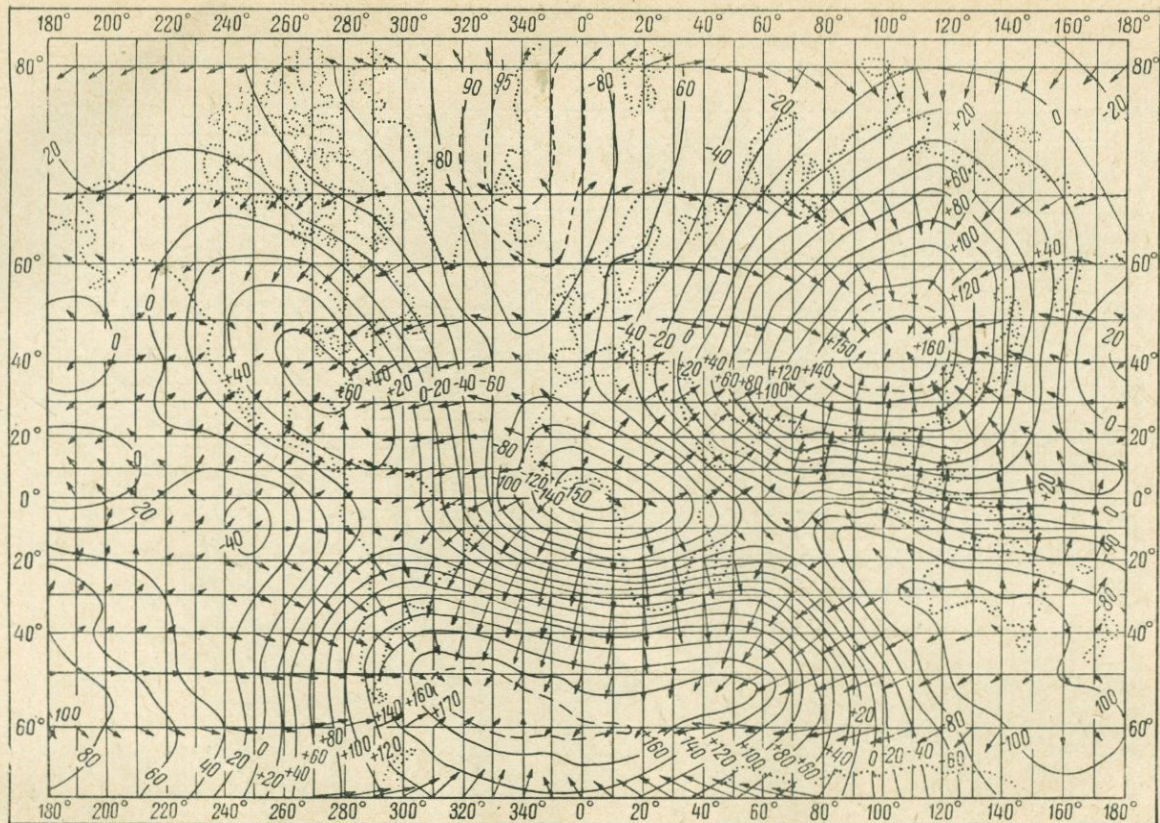


Рис. 33. Вертикальная составляющая материкового поля для эпохи 1942 г. (по Вестину). Стрелками показана горизонтальная составляющая.

(Значения изолиний в миллиэрстедтах).

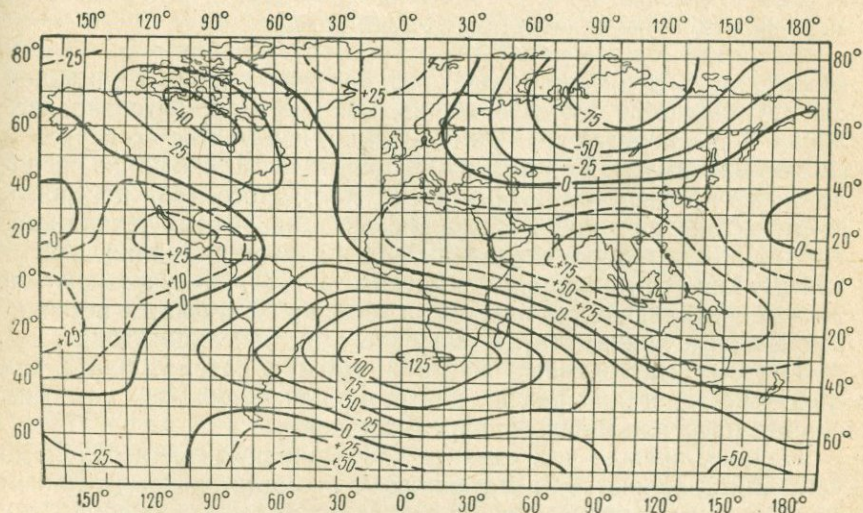


Рис. 34. Северная составляющая материкового поля для эпохи 1942 г.  
(Значения изолиний в миллиэрстедах.)

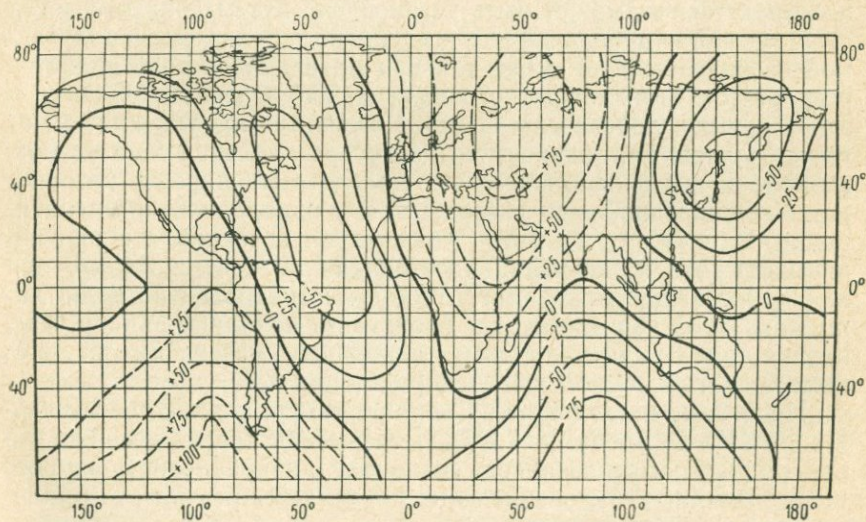


Рис. 35. Восточная составляющая материкового поля для эпохи 1942 г.

на две отдельные области. Остальные области, или аномалии, менее интенсивны, но отчетливо выделяются.

Изолинии  $X$  и  $Y$  не являются самостоятельными, а подчинены изолиниям  $Z$ . Это можно видеть из той закономерности, в какой они группируются относительно изодинам  $Z$ . Действительно, изолинии  $X$  располагаются замкнутыми контурами севернее и южнее максимума  $Z$ ; при этом положительные изолинии располагаются к северу от максимума  $Z$ . Кроме того, если построить векторы горизонтальной составляющей в различных точках карты, то все они будут направлены или к центру аномалии, или от центра, как это можно видеть на рис. 32 и 33. Это указывает на то, что центральная часть области изолиний  $Z$  является источником силовых линий, откуда они либо выходят, либо входят.

Поэтому материковые аномалии можно рассматривать как следствие залегания под их центрами или громадных намагниченных масс, или мощных вихревых токов.

Однако, прежде чем сделать такое заключение, необходимо установить, являются ли материковые аномалии действительным фактом или же представляют результат формальной обработки наблюдений. То положение, что вектор любой физической величины формально можно разложить на два произвольных вектора, не дает еще основания приписывать каждому из них физическую реальность.

Реальность материковых аномалий, если их нельзя доказать непосредственно, может быть установлена путем доказательства существования дипольной части магнитного поля Земли, получаемой из разложения Гаусса, так как материковое поле является результатом вычитания этого поля из наблюдаемого. Однако и здесь прямых доказательств нет. Косвенным же указанием мог служить лишь факт зависимости некоторых явлений земного магнетизма и полярных сияний от геомагнитной широты, которые, как было указано выше, связаны с осью однородного намагничивания. Однако тот же метод разложения потенциала в ряд показывает, что на больших расстояниях от центра Земли, при любом намагничивании, магнитное поле эквивалентно полю диполя; поэтому на высотах, где происходят полярные сияния, магнитное поле Земли может быть дипольным, независимо от того, намагничен ли земной шар однородно или нет.

Некоторые исследователи, как, например, акад. В. В. Шулейкин [87], Ю. С. Глебовский [37], высказывали предположение, что однородная намагниченность совпадает с направлением оси вращения Земли, а отклонение ее на  $11^\circ$  является результатом наложения материковых аномалий.

При таком допущении материковые аномалии должны иметь другой вид, и интерпретация их, т. е. установление причин данной аномалии, должна быть также другой. Впервые такое пред-

положение было сделано еще Бауэром [95], и первые его карты остаточного поля были составлены путем вычитания из нормального поля лишь первого члена разложения Гаусса, соответствующего однородному намагничиванию вдоль оси вращения. Однако сам Бауэр вскоре же отказался от такого предположения, так как обнаружил, что в полученном им остаточном поле имеется вполне определенная поляризация вдоль экватора, вследствие чего локальность материковых аномалий несколько затушевывается. Таким образом, определенного ответа на реальность материковых аномалий до сих пор не имеется, однако зависимость многих явлений от геомагнитной широты и ярко выраженная локальность материковых аномалий заставляют считать более вероятными предположения об однородном намагничивании земного шара вдоль геомагнитной оси и самостоятельности материковых аномалий, вызванных намагниченностью каких-то пород, залегающих в районах аномалий, или же о наличии в этих районах вихревых токов.

Дискуссионным до сих пор оставался вопрос о глубине залегания этих пород или токов, которую, как было показано, нельзя определить из одного лишь распределения поля на поверхности Земли. Некоторые исследователи предполагали их на глубине порядка половины и трети радиуса Земли, другие, наоборот, относили их к верхним частям оболочки земного шара порядка сотен километров, где возможно еще существование намагниченных пород.

Оба вопроса — что является источником аномалий и на какой глубине они находятся — взаимосвязаны, так как ниже 100 км породы вряд ли могут быть в намагниченном состоянии. Так, если допустить, что источниками магнитных аномалий являются намагниченные породы, то глубина не может быть больше 100 км; если же это не так, то они должны находиться там, где проводимость пород высокая, а это возможно лишь вблизи ядра, т. е. на глубине половины земного радиуса (3000 км).

Тот факт, что магнитное поле материковых аномалий может иметь источники как на глубине 3000 км, так и на глубине 100 км, подтверждается расчетами Ю. Д. Калинина и В. И. Почтарева. Так, Ю. Д. Калининым [45] было показано, что можно подобрать такую глубину залегания диполя, имеющего радиальное направление, при которой диполь дает магнитное поле на поверхности Земли, почти одинаковое с полем Восточно-Азиатской аномалии.

Действительно, пусть на расстоянии  $r_0$  от центра Земли расположен диполь или центр шарообразной породы, имеющей магнитный момент  $M$  и направление намагничивания, совпадающее с радиусом шара. Тогда в точке  $P$  на поверхности шара (рис. 36) магнитный потенциал такого диполя будет

$$U = \frac{M \cos \varphi}{r^2}, \quad (4.1)$$

где  $r$  — расстояние от центра диполя до точки  $P$  и  $\varphi$  — угол  $ZMP$ . Если обозначить дополнение широты точки  $P$  через  $\theta$  и радиус земного шара через  $R$ , то из треугольника  $OMP$  (рис. 36) следует, что

$$r^2 = r_0^2 + R^2 - 2r_0R \cos \theta, \\ \cos \varphi = \frac{R \cos \theta - r_0}{r}.$$

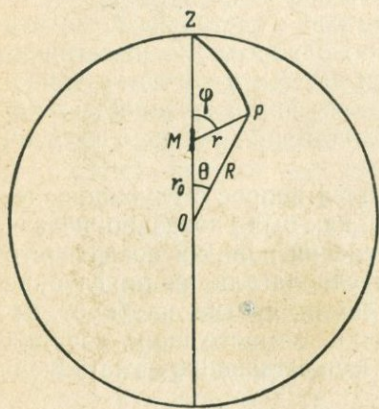


Рис. 36. К вопросу об источнике материкового поля.

Подставляя эти значения в уравнение (4.1), получим

$$U = \frac{M(-r_0 + R \cos \theta)}{(r_0^2 + R^2 - 2Rr_0 \cos \theta)^{3/2}},$$

откуда составляющие вектора напряженности магнитного поля будут

$$X = -\frac{\partial U}{R \partial \theta} = -\frac{M \sin \theta}{r^5} \times \\ \times (2r_0^2 - r_0R \cos \theta - R^2), \quad Y = 0, \quad (4.2)$$

$$Z = -\frac{\partial U}{\partial R} = -\frac{M}{r^5} [3Rr_0 - 2 \times \\ \times (R^2 + r_0^2) \cos \theta + Rr_0 \cos^2 \theta]. \quad (4.3)$$

Чтобы вычислить по этим формулам  $X$  и  $Z$  и сопоставить их с данными для Восточно-Азиатской аномалии, необходимо знать глубину залегания  $R - r_0$  и магнитный момент  $M$ . Значения их находятся из данных аномалий в предположении, что Восточно-Азиатская аномалия вызывается диполем. Так, глубину залегания  $R - r_0$  легко определить, зная расстояние нулевой изодинамы  $Z$  от центра аномалии, выраженное в дуговой мере. Действительно, приравнявая уравнение (4.3) нулю, найдем

$$r_0 = \frac{R}{4 \cos \theta} [3 + \cos^2 \theta - \sin \theta \sqrt{9 - \cos^2 \theta}].$$

Легко видеть, что угол  $\theta$  в этом выражении является угловым расстоянием нулевой изодинамы  $Z$ . Для Восточно-Азиатской аномалии  $\theta$  около  $40^\circ$ , что дает  $r_0 \approx 0,6R$ .

Для нахождения магнитного момента достаточно подставить в уравнения (4.2) и (4.3) полученное значение  $r_0$  и для определенных значений  $\theta$  — величины  $X$  и  $Z$ , снятые с карты.

Такие вычисления дают величину  $M=0,3 \cdot 10^{25}$  СГС, что составляет около 40% магнитного момента земного шара.

Однако лучший результат, как указывает Ю. Д. Калинин, получается при  $r_0=0,4R$ . В табл. 10 представлены разности между значениями  $Z$ , вычисленными по формуле (4.3) и найденными из наблюдений для материкового поля Восточно-Азиатской аномалии (в СГС).

Таблица 10

$\varphi^\circ$	$\lambda^\circ$					
	60	80	100	120	140	160
60	-0,006	+0,007	+0,012	+0,012	+0,002	-0,032
40	+0,012	+0,018	+0,003	+0,002	+0,000	-0,017
20	-0,017	-0,005	-0,010	+0,003	+0,017	+0,012
0	-0,052	-0,008	-0,025	+0,001	+0,016	+0,025

Необходимо отметить, что идея Ю. Д. Калинина интерпретации магнитных аномалий эксцентричным диполем была вновь высказана значительно позднее Д. Кнаппом [158], который пытался объяснить наблюдаемые максимумы вертикальной составляющей в Канадском архипелаге (вблизи северного магнитного полюса) и в Сибири (вблизи Восточно-Азиатской материковой аномалии) наличием двух радиальных диполей, находящихся на глубине половины земного радиуса и сдвинутых на угловое расстояние друг от друга, примерно равное угловому расстоянию между максимумами (около  $51^\circ$ ).

Пользуясь теми же формулами (4.2) и (4.3) для эксцентричного диполя, но без ссылок на работу Ю. Д. Калинина, Д. Кнапп рассмотрел

распределение магнитного поля двух диполей по дуге большого круга, соединяющего полюсы этих диполей.

Если обозначить угол между диполями (рис. 37) через  $\alpha$ , то вертикальная составляющая этих диполей в точке  $P$  в соответствии с выражением (4.3) будет

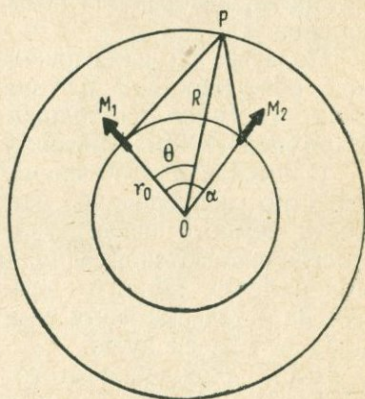


Рис. 37. К вопросу об источнике материкового поля по Кнаппу.

$$Z = \frac{M}{r^5} [2(R^2 + r_0^2) \cos \theta - Rr_0 \cos^2 \theta - 3Rr_0] + \\ + \frac{kM}{r^5} [2(R^2 + r_0^2) \cos(\theta - \alpha) - Rr_0 \cos^2(\theta - \alpha) - 3Rr_0],$$

где  $k$  — отношение магнитных моментов диполей.

Построив кривые  $Z$  как функции  $\theta$  для различных значений  $\alpha$  и  $k$  и сопоставив их с действительной кривой, выражающей зависимость  $Z$  по дуге большого круга от  $\theta$ , Кнапп нашел, что угловое расстояние между канадским и сибирским максимумами  $Z$  может соответствовать угловому расстоянию между диполями, при условии когда отношение магнитных моментов диполей  $k < 0,6$ . Но при такой величине  $k$  отношение между численными значениями  $Z$  должно быть значительно больше, чем наблюдаемое в действительности. Отсюда вытекает, что двумя диполями, находящимися на одинаковой глубине, наблюдаемые максимумы  $Z$  объяснить нельзя. В этом отношении попытка Ю. Д. Калинина, который помещал диполи на разные глубины (один в центре Земли, а другой на глубине  $0,4 \div 0,5R$ ), оказалась более удачной.

В. И. Почтарев [63] произвел расчет намагниченности  $J$  верхних слоев земной коры на территории евро-азиатского материка, которая могла бы вызвать Восточно-Азиатскую аномалию.

Полагая, что намагниченность  $J$  можно считать эквивалентной поверхностной плотности магнитного момента двойного слоя, деленной на толщину этого слоя  $h$ , он воспользовался формулой (1.86), в которой принял  $r = R$ .

Применение этой формулы возможно в том случае, когда известно распределение магнитного потенциала по всей поверхности земного шара. В данном же случае магнитное поле Восточно-Азиатской аномалии известно лишь на ограниченной поверхности земного шара; поэтому пришлось предположить, что на остальной части ее магнитное поле отсутствует и потенциал его равен нулю.

Для нахождения этого потенциала как функции широты ( $90^\circ - \theta$ ) и долготы  $\lambda$  В. И. Почтарев представил его в виде двойного ряда Фурье:

$$U = \sum_{m=0}^q (a_m \cos m\lambda + b_m \sin m\lambda), \quad (4.4)$$

где коэффициенты  $a_m$  и  $b_m$  в свою очередь имеют вид

$$a_m = \sum_{k=m}^q (c_k \cos k\theta + d_k \sin k\theta) \quad \text{и} \quad b_m = \sum_{k=m}^q (l_k \cos k\theta + f_k \sin k\theta).$$

Коэффициенты  $a_m$ ,  $b_m$ ,  $c_k$  и  $d_k$  определялись им из кривых зависимости вертикальной составляющей аномалии от широты и долготы, построенных по данным наблюдений.

Сравнивая уравнения (1.84') и (4.4), можно было найти коэффициенты  $p_n^m$  и  $q_n^m$ :

$$a_m = \sum_{n=1}^N p_n^m P_n(\cos \theta), \quad b_m = \sum_{n=1}^N q_n^m P_n(\cos \theta).$$

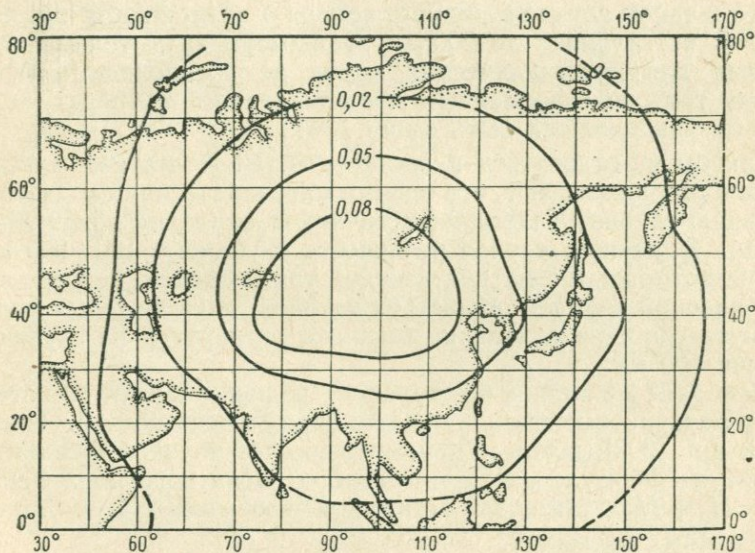


Рис. 38. Изолинии намагниченности для Восточно-Сибирской аномалии по В. И. Почтареву.  
(Значения изолиний в системе СГС.)

Так как коэффициенты  $a_m$ ,  $b_m$  для каждой широты известны, то, задаваясь значениями  $\theta$ , можно было составить столько уравнений, сколько неизвестных  $p_n^m$  и  $q_n^m$ . Решая затем эти уравнения, можно найти  $p_n^m$  и  $q_n^m$ , а из уравнения (1.86)—и поверхностную плотность магнитного момента  $\rho_0$  и, следовательно, намагниченность

$$J = \frac{\rho_0}{h}.$$

Результаты вычислений в предположении, что  $h = 100$  км, можно видеть на рис. 38, который представляет собой систему изолиний намагниченности  $J$ . Наибольшая величина, как видно, составляет  $J = 0,1$  СГС и во много раз превышает наблюда-

емые значения  $J$  в верхних частях земной коры, имеющих кристаллическую структуру. Так, для гранитов (кислые породы) намагниченность не превышает 0,001 СГС, для базальтов и габбро (основные) — 0,04 СГС и для перидотитов (ультраосновные) — 0,05 СГС.

Поэтому трудно согласиться с тем, что Восточно-Азиатская аномалия может быть вызвана намагниченностью в слое до 100 км. Если же предположить, как это делает В. И. Почтарев, что намагниченный слой может доходить до 200 км и больше, то в таком случае возникнет вопрос о возможности существования на глубинах до 200 км температур ниже точки Кюри, которая для кристаллических пород не превосходит  $560^\circ \text{C}$ . Между тем, по современным представлениям, температура на этой глубине должна быть выше  $1000^\circ \text{C}$ .

Как бы ни относиться к расчетам В. И. Почтарева, они все же еще раз показывают, что одними математическими расчетами реальную глубину залегания источников аномалии обнаружить нельзя. В данном случае реальность глубины в 100—200 км, вполне возможная с математической точки зрения, невозможна с физической и будет оставаться таковой, пока не будет опровергнута гипотеза о наличии высоких температур на глубинах больше 100 км.

Наиболее же полное всестороннее решение задачи об источниках материковых аномалий было дано Э. Вестингом, Л. Лапортом и др. [202], которые произвели расчет токовой функции  $I$  по той же формуле, как для главного магнитного поля Земли ( $H_T = H_o + H_m$ ), так и для остаточной его части  $H_m$ , т. е. поля материковых аномалий.

Расчет производился для глубин: 0, 1000, 2000 и 3000 км. На рис. 39 показаны системы токов, которые должны протекать по поверхности сферы на глубине 3000 км, чтобы создать главное магнитное поле, а на рис. 40 — поле материковых аномалий.

Из свойства аддитивности магнитного поля, образованного токами, следует, что система токов главного магнитного поля, представленного на рис. 39, должна быть суммой токов остаточного поля (рис. 40) и токов, вызывающих однородную намагниченность Земли. Последняя будет определяться токовой функцией согласно уравнению (1.86), в котором следует положить  $n = 1$ , т. е.

$$\begin{aligned} p_0 &= \frac{I}{c} = \frac{3R}{4\pi} (g_1^0 \cos \theta + g_1^1 \sin \theta \cos \lambda + \\ &+ h_1^1 \sin \theta \sin \lambda) \left( \frac{R}{r} \right)^2 = \frac{6M}{4\pi r^2} \cos \varphi, \end{aligned} \quad (4.5)$$

где  $\varphi$  — угол между магнитной осью и направлением на данную точку. Следовательно,  $I$  не что иное, как величина, пропорциональная потенциалу диполя. Поэтому изопотенциальные линии токовой функции, соответствующей однородной намагниченности, будут концентрическими окружностями, расстояние между которыми возрастает по направлению к полюсам обратно пропорционально  $\cos \varphi$ .

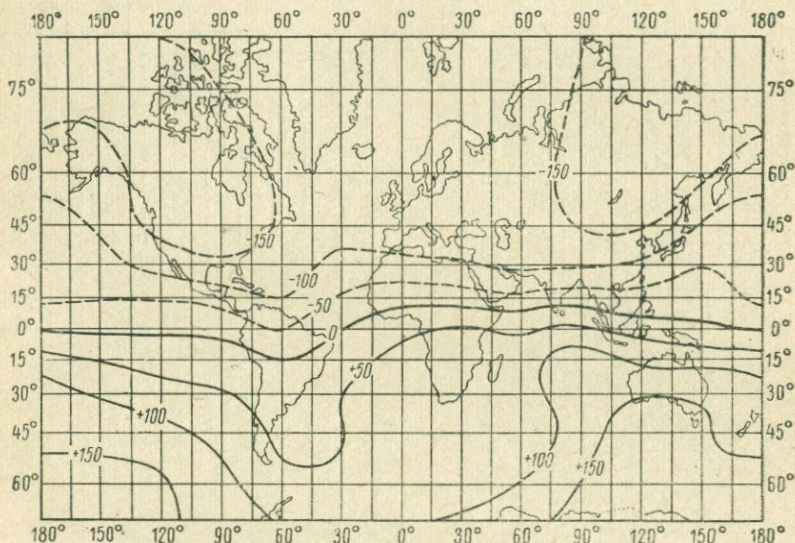


Рис. 39. Система токов, соответствующая главному магнитному полю (по Вестину).

(Значения изолиний в килоамперах.)

Таким образом, математический анализ данных наблюдений магнитного поля на земной поверхности приводит к двум альтернативам: главное магнитное поле может выражаться либо одной системой токов, представленной на рис. 39, либо двумя системами, независимыми друг от друга, — системой, соответствующей рис. 40, и системой, соответствующей уравнениям (3.3). Какая из этих альтернатив более реальна, в настоящее время решить нельзя. Современная теория происхождения главного магнитного поля, как будет показано ниже, еще не дает ответа на этот вопрос. Поэтому приходится рассматривать разделение главного магнитного поля на дипольную и недипольную (остаточную) части как чисто формальную операцию, удобную во многих случаях при рассмотрении различных геофизических явлений.

Если сравнить системы изолиний для Восточно-Азиатской аномалии, полученные В. И. Почтаревым и Э. Вестинем, то как по форме, так и по величине они совпадают в пределах точности вычислений, хотя расчеты производились несколько различными способами. Э. Вестин за потенциал остаточного поля принимал тот, который получается из разложения его по методу Гаусса, В. И. Почтарев же, как было указано выше, — из разложения его в ряд Фурье.

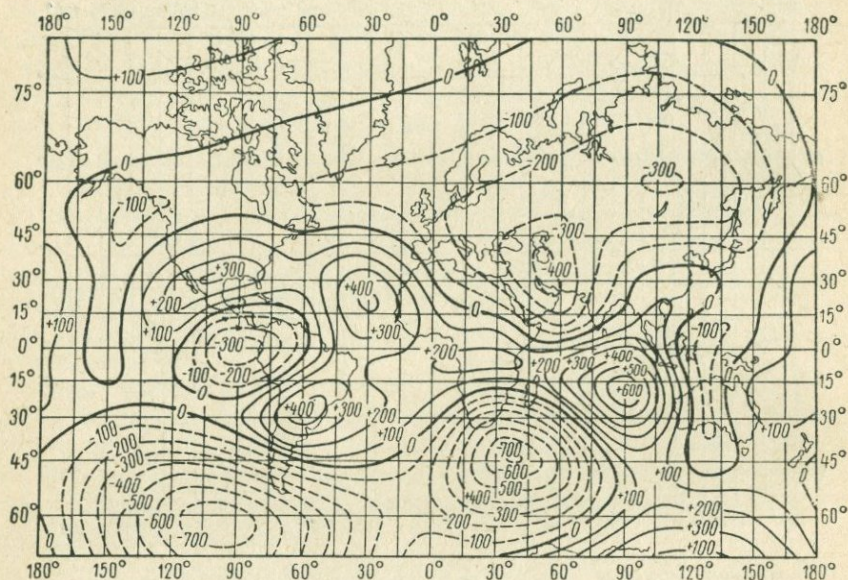


Рис. 40. Система токов, соответствующая материковому полю (по Вестину).  
(Значения изолиний в килоамперах.)

Наиболее важным фактом, позволяющим однозначно решить проблему глубины залегания источников материковых аномалий или, иначе, недипольной части главного магнитного поля Земли, является наличие „западного дрейфа“, под которым понимается перемещение всей системы изолиний материковых аномалий с востока на запад. Этот факт должен основываться на сопоставлении карт изолиний материковых аномалий, построенных для различных эпох.

Действительно, если сопоставить значения  $Z$ , взятые с карты Бауэра для эпохи 1885 г., со значениями  $Z$  для эпохи 1942 г., то можно сказать, что в основном характер аномалий и число их в 1942 г. остались теми же самыми, что и для эпохи 1885 г., однако, величины  $Z$  в центре области, а также положение

самых центров значительно отличаются. Такое явление можно объяснить или ошибками вычислений, или действительным изменением аномалии. Вероятнее всего, что здесь играют роль обе эти причины, так как карты Бауэра были построены на меньшем числе наблюдений и поэтому могли содержать значительно большие погрешности, чем современные карты Э. Вестина.

Наиболее достоверные данные относятся к аномалиям, расположенным в северном полушарии, где имеется наибольшее число пунктов наблюдений, и наименее достоверные — к аномалиям южного полушария, где наблюдения крайне редки.

Поэтому сопоставление карт изодинам  $Z$  Э. Вестина для эпох 1907 и 1942 гг. должно дать более определенное заключение о положении максимумов  $Z$  и в особенности тех, которые расположены в северном полушарии. Уже простой взгляд на карты (рис. 32 и 33) показывает, что восточноазиатский максимум за период с 1907 по 1942 г. сместился на 5—6° к западу, что составляет около  $0^{\circ},15$  в год.

Подробный анализ карт Вестина был произведен Э. Буллардом [108], который установил, что вся недипольная часть главного поля смещается к западу со скоростью  $0,18 \pm 0^{\circ},015$  в год, что и является результатом западного дрейфа.

Явление западного дрейфа, если оно существует в действительности, имеет огромное значение для понимания причин происхождения главного магнитного поля и его вековых вариаций. Дело в том, что материал, на котором основывался Буллард в своих выводах, не так уж велик, чтобы нельзя было сомневаться в отсутствии в них систематических погрешностей.

Поэтому вопрос о существовании систематического дрейфа хотя никем в настоящее время не опровергается, но не подлежит сомнению, что он требует своего подтверждения в других каких-либо явлениях.

Ясно, что дрейф, т. е. перемещение материковых аномалий вдоль земной поверхности, должен быть связан с перемещением их источников. Земная же кора, где могли бы находиться эти источники, остается неподвижной, а если и перемещается относительно ядра, то такое перемещение наблюдать невозможно, а следовательно, невозможно заметить и перемещение источников аномалий.

Поэтому единственной возможностью объяснить происхождение материковой аномалии является гипотеза о наличии токов вихревого характера на границе ядро — оболочка. В этом случае перемещение недипольной части магнитного поля вполне обосновывается различной скоростью вращения ядра и оболочки.

#### § 4. Магнитные аномалии

Магнитные аномалии представляют собой области, где магнитное поле Земли заметно отличается от поля соседних районов, изменяя свой правильный монотонный характер убывания или возрастания элементов земного магнетизма.

Такой характер соответствует изменению градиентов составляющих земного поля, которые в нормальном поле на большом протяжении остаются практически постоянными. Таким образом, основным критерием наличия магнитной аномалии в данном районе является заметное изменение в нем градиентов элементов земного магнетизма.

Если градиент нормального поля, как было показано в § 6 гл. III, составляет несколько гамм на километр, то градиент аномального поля, которое на несколько порядков меньше нормального  $H_n$ , может достигать десятков и сотен гамм на километр.

Так, например, аномалия порядка  $10^{-3}H_n$ , создаваемая породой, имеющей форму шара, центр которого залегает на глубине  $z$  от поверхности Земли, будет иметь градиенты вертикальной составляющей в соответствии с формулами (3.37)

$$\frac{dZ_a}{dx} = \frac{10^{-3}Z_n}{x}, \quad \frac{dZ_a}{dz} = \frac{3 \cdot 10^{-3}X_n}{z}.$$

Полагая  $Z_n = X_n = 0,5$  э и  $z = 50$  м, будем иметь:

$$\frac{dZ_a}{dx} = 1000 \text{ } \gamma/\text{км}, \quad \frac{dZ_a}{dz} \approx 3000 \text{ } \gamma/\text{км}.$$

Обнаружить аномалию, даже очень слабую, не представляет затруднения, если измерять значения элементов земного магнетизма в нескольких точках, близких друг к другу. Наиболее удобным было бы определять непосредственно градиенты элементов в данной точке, однако до сих пор приборов такого рода, т. е. градиентометров, удобных для практики и обладающих требуемой чувствительностью, еще не существует.

Широкая сеть магнитных пунктов, установленная Генеральной магнитной съемкой СССР, большое число детальной съемки, особенно аэромагнитных, проводившихся с разведочной целью, позволили установить, что магнитные аномалии представляют собой не случайное и аномальное явление в природе, а скорее нормальное, так как при более или менее детальной съемке всегда оказывается наличие в исследуемом районе аномалии той или иной интенсивности. В качестве примера, подтверждающего такое явление, на рис. 41 приведена магнитная карта полного вектора  $H_T$  по результатам аэромагнитной съемки над одним из районов европейской части Советского Союза.

Как видно, на всей площади нет ни одного участка, о котором можно было бы утверждать, что он свободен от аномально-го поля. Правда, район представленный на карте, выбран наиболее аномальным, однако районов с таким числом аномалий на территории Советского Союза имеется во много раз больше, чем районов, где нет аномалий.

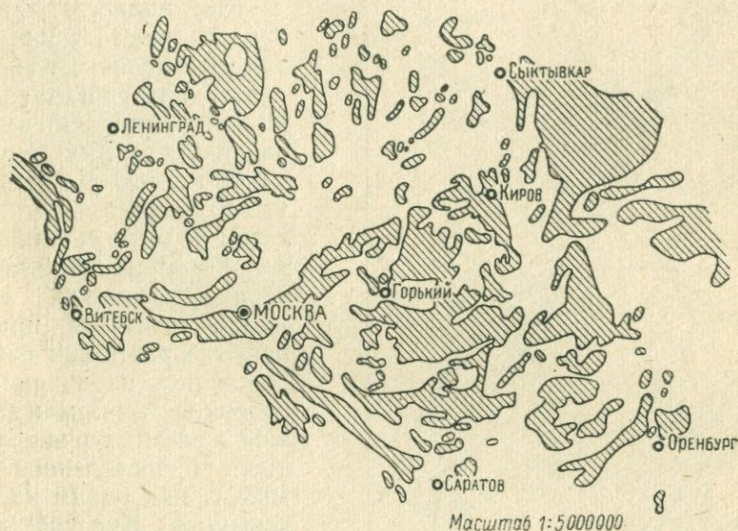


Рис. 41. Карта аэромагнитной съемки  $H_T$  для одного из районов европейской части СССР.

В огромном большинстве интенсивность аномалий не превышает 10% интенсивности нормального магнитного поля Земли, что по отношению к вертикальной компоненте составляет не более нескольких тысяч гамм. Однако встречаются аномалии, где вертикальная составляющая аномального поля в несколько раз больше нормальной величины — достигает 1,5 э и более. Примером такой аномалии может служить Курская магнитная аномалия (КМА), расположенная большей своей частью в Курской области и захватывающая соседние: Орловскую, Воронежскую и Харьковскую. По площади простираения и по интенсивности Курская аномалия не имеет равных себе в мире, так как до сих пор не обнаружено аномалий, где бы величина вертикальной составляющей имела значение 1,0—1,5 э на протяжении сотен километров.

Рис. 42 дает представление о границах простираения Курских аномалий, где черными линиями показано направление осей

аномалии, т. е. линий, где вертикальная составляющая имеет максимальные значения.

Для характеристики самих аномалий на рис. 43—45 приводятся изолинии вертикальной составляющей, горизонтальной и склонения наблюдаемого поля на одном из участков близ села Огибное.

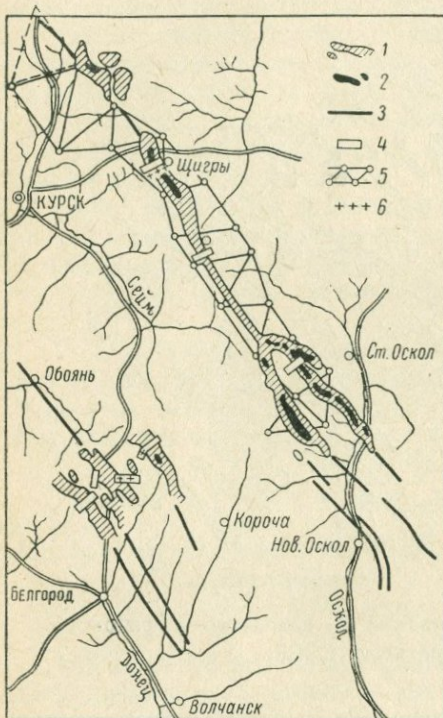


Рис. 42. Схема простираения Курских магнитных аномалий.

1 —  $Z < 0,5$  СГС; 2 —  $Z > 0,5$  СГС; 3 — осевая линия; 4 — гравиметрические наблюдения; 5 — триангуляция; 6 — отклонение отвеса.

Как видно, аномалии представляют узкие вытянутые полосы, где изолинии тянутся параллельно друг другу и имеют овальную форму внутри такой полосы. До двадцати летия не было еще полной ясности в происхождении таких аномалий, хотя имелся целый ряд примеров, где аномалии сопровождалась наличием под поверхностью Земли залежей железных руд. Бурение, произведенное в 1923 г. над одним из максимумов Курской аномалии, показало наличие на глубине около 200 м мощного пласта железистых кварцитов, содержащих в большом количестве, в виде прослоек, чистый магнетит. Аналогичные бурения в районах других аномалий также выявили присутствие пород, содержащих железо.

Таким образом, в настоящее время твердо установлено, что причинами локальных аномалий являются горные породы, обладающие магнитными свойствами. Эти породы, находясь в магнитном поле Земли, намагничиваются и создают добавочное поле. Однако вопрос о процессе намагничивания пород является довольно сложным и во многих случаях остается до сего времени не решенным. Наблюдения показывают, что намагниченность пород в большинстве случаев значительно превышает величину, определяемую уравнением

$$J = \frac{\kappa}{1 + \kappa N} H_T,$$

где  $\kappa$  — истинная восприимчивость пород, устанавливаемая лабораторными измерениями;  $N$  — коэффициент размагничивания

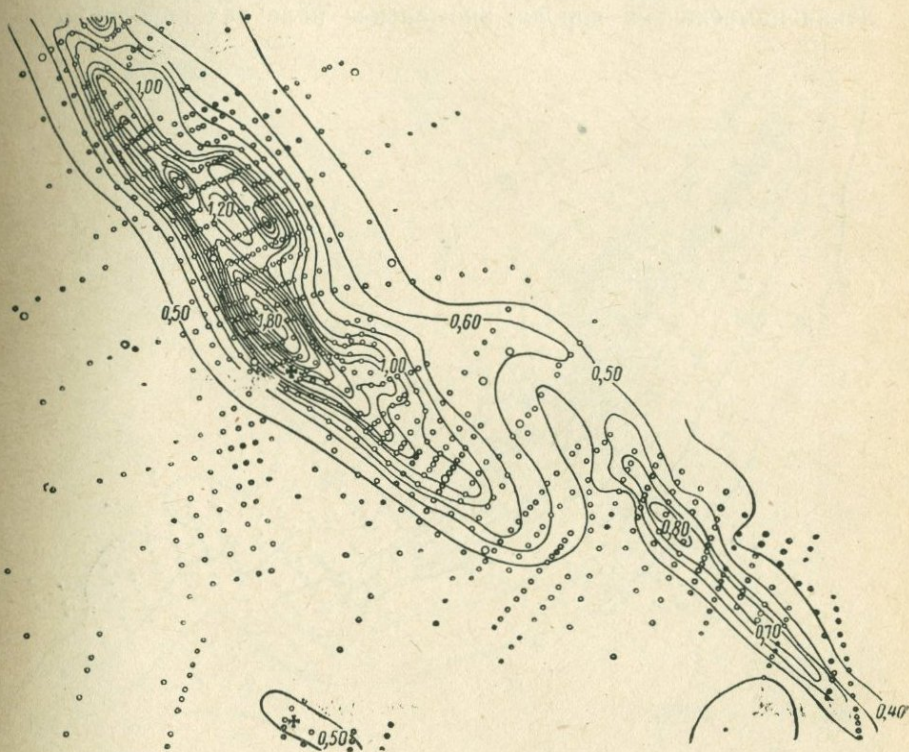


Рис. 43. Изодинамы вертикальной составляющей в одном из районов КМА (в эрстедах).

породы, а  $H_T$  — напряженность магнитного поля Земли. Величина  $J$ , которую в дальнейшем будем называть *индуцированной*, иногда в десятки раз меньше величины, наблюдаемой в горных породах, взятых в их естественном залегании. Разность между наблюдаемой величиной и индуцированной получила название *естественной остаточной намагниченности*  $J_n$ . Кроме того, вектор  $J_n$ , как правило, не совпадает по направлению с вектором  $H_T$ , и отклонения могут достигать в некоторых случаях до  $180^\circ$ , т. е. порода может оказаться намагниченной противоположно земному полю.

Небольшие отклонения вектора  $\mathbf{J}_n$  от вектора  $\mathbf{H}_T$  в пределах  $10\text{--}15^\circ$  можно объяснить тем, что коэффициент размагничивания  $N$ , как это было показано в § 2, гл. I, ч. II, имеет тензорный характер. При больших же углах отклонения причину следует искать в чем-то другом. В зависимости от того, в каком направлении намагничена порода, аномальное поле над породой мо-

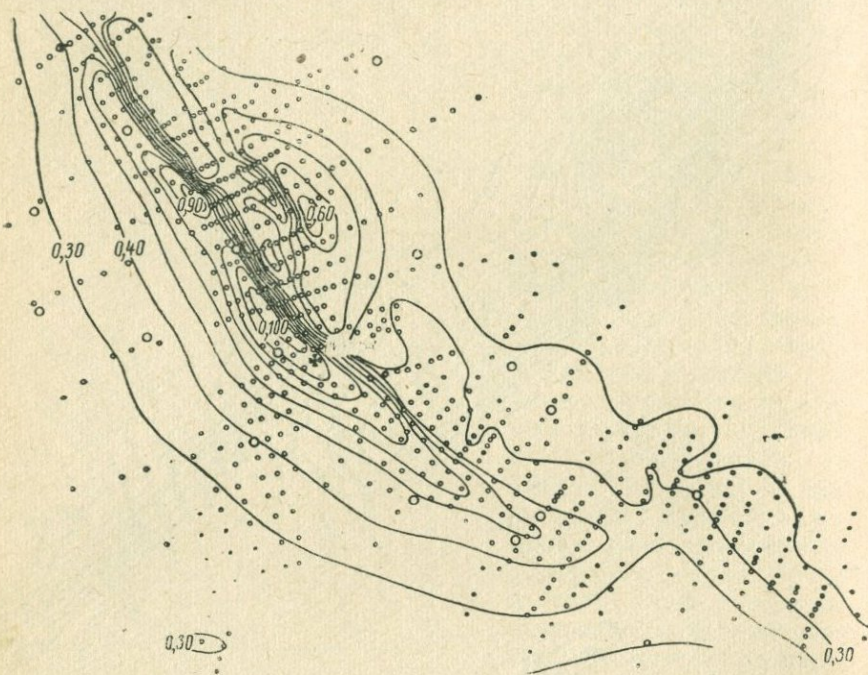


Рис. 44. Изодинамы горизонтальной составляющей в одном из районов КМА (в эрстедах).

жет иметь то или иное направление. Если вертикальная составляющая аномального поля над породой совпадает по направлению с вертикальной составляющей нормального поля, то такую аномалию принято считать положительной, в противном случае — отрицательной.

До тридцатых годов настоящего столетия предполагалось, что все аномалии являются положительными, так как материал наблюдений того времени не давал возможности сделать противоположного заключения, и вопрос об основной причине намагниченности пород, казалось, был решен, — считалось, что намагниченность пород вызывается действием магнитного поля

Земли. В 1931 г. в Восточной Сибири, в Ангаро-Илимском районе, на площади в несколько квадратных километров была обнаружена полоса аномалии, где  $Z_a$  имело направление, противоположное нормальному полю, и значение ее достигало 0,5 э, т. е. превышало нормальное [15].

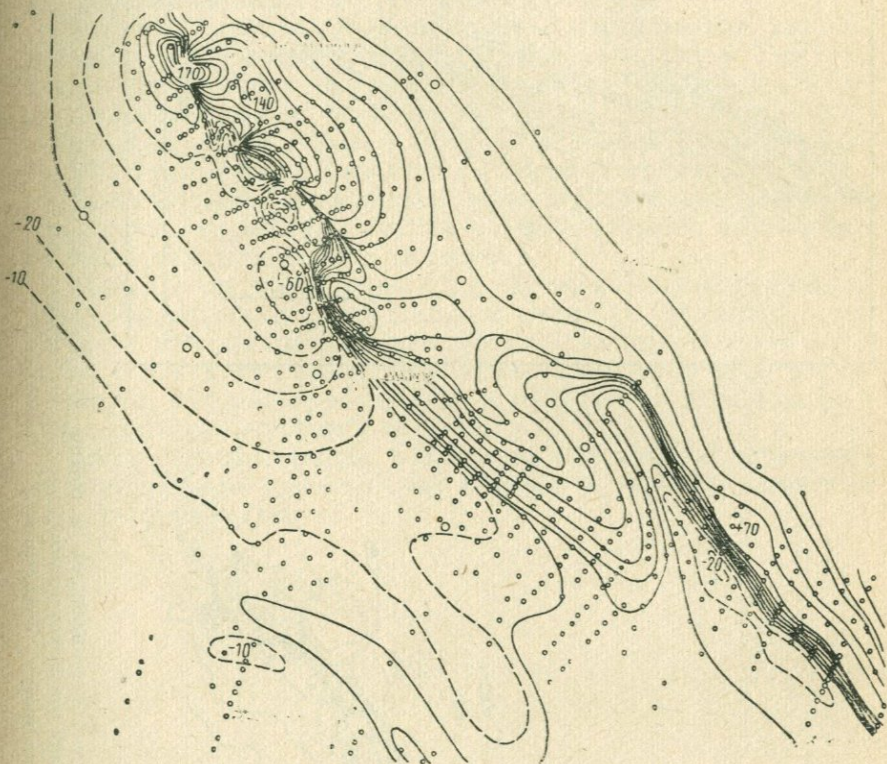


Рис. 45. Изогоны в одном из районов КМА.

Магнитная карта вертикальной составляющей этой аномалии представлена на рис. 46. Шурфования в районе аномалии показали, что причиной ее являются жилы магнетита, представляющие смесь магнетита и магнезиоферрита.

Исследования магнитных свойств этих жил обнаружили, что многие образцы имеют остаточную намагниченность, противоположную магнитному полю Земли.

Долгое время Ангаро-Илимская аномалия являлась единственной из отрицательных аномалий и представляла собой исключение из общего правила. За последние двадцать лет такие

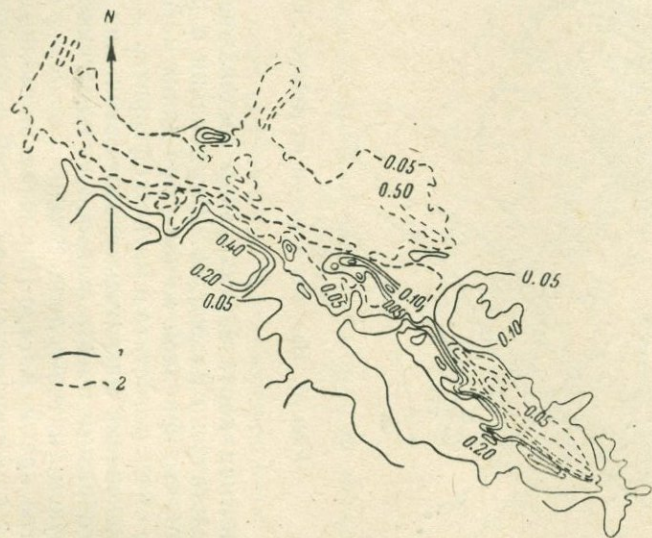


Рис. 46. Изодинамы вертикальной составляющей в районе Ангаро-Илимских аномалий (по Берсудскому).  
1 — положительные значения изодинам; 2 — отрицательные.

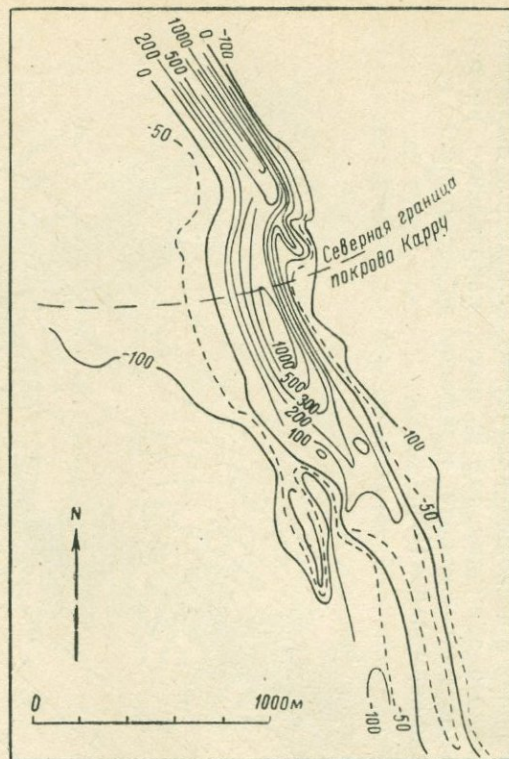


Рис. 47. Изодинамы вертикальной составляющей над одной из даек Пилансберга (Африка).

же аномалии обнаружены почти во всех частях света. Так, в Южной Африке, к северу от г. Пилансберга, где имеется система даек долеритового и диоритового состава, на всем их протяжении, достигающем 300 км, обнаружены отрицательные аномалии. При этом дайки оказались намагниченными противоположно магнитному полю Земли, и максимальное значение вертикальной составляющей достигает 2000  $\gamma$  [77].

Один из участков такой аномалии представлен на рис. 47. В 1949 г. были открыты отрицательные аномалии в Северной Англии над дайками андезитного состава, где вертикальная составляющая  $Z_a$  имеет значение 600  $\gamma$  [105]. Отрицательные аномалии обнаружены в ГДР и ФРГ, где величина  $Z_a$  также достигает 2000  $\gamma$ , а также в Северной и Южной Америке [92].

Таким образом, в настоящее время отрицательные аномалии приходится считать, так же как и положительные, скорее нормальным явлением, чем исключением.

Вопрос о причинах имеющейся остаточной намагниченности пород, вызывающих отрицательные аномалии, решается в последнее время предположением действия температуры при остывании пород в магнитном поле Земли и влиянием упругих напряжений, которые существовали в моменты их образования и существуют до настоящего времени.

Более подробно вопрос о причинах естественной остаточной намагниченности горных пород изложен в главе о магнитных свойствах горных пород.

---

## ГЛАВА V

### ВЕКОВЫЕ ВАРИАЦИИ

#### § 1. Явления, связанные с вековыми вариациями

1. **Вековые вариации и вековой ход.** Первыми по времени, как мы видели, были открыты вековые вариации, представляющие изменения средних годовых значений элементов земного магнетизма по времени.

Изменение среднегодовых значений того или иного элемента в течение года носит название *векового хода*. Таким образом, вековой ход представляет собой разность между среднегодовыми значениями элемента для двух эпох, деленную на число лет между этими эпохами. Так как среднегодовые значения элементов земного магнетизма можно получить только на обсерваториях, а число их очень ограничено, то для нахождения векового хода в других точках земной поверхности можно пользоваться наблюдениями в этих точках среднесуточных значений элементов через определенные промежутки времени, но не менее чем через три — пять лет. В этом случае вековой ход определяется как разность между двумя такими наблюдениями, деленная на промежуток времени, выраженный в годах. Пункты, на которых производятся повторные определения элементов земного магнетизма через определенные промежутки времени, называются *опорными пунктами*.

Для характеристики вековых изменений в табл. 11 приведены среднегодовые значения склонения и величина векового хода для нескольких пунктов земного шара, в которых наблюдения ведутся с момента открытия этого элемента.

Из табл. 11 видно, что в Лондоне, например, склонение, достигнув около 1580 г. максимума  $+11^\circ$ , начало уменьшаться вплоть до 1820 г., когда наступил минимум в  $-24^\circ$ , который держался в течение нескольких лет, после чего началось возрастание, продолжающееся до настоящего времени.

Такое циклическое изменение склонения и других элементов дало основание предполагать, что вековые вариации имеют периодический характер с периодом, исчисляемым в несколько сот

Таблица 11

Эпоха	Лондон		Париж		Рим	
	Склонение	Вековой ход	Склонение	Вековой ход	Склонение	Вековой ход
1540 г.	+ 7°2	—	+ 8°2	—	—	—
1560 г.	+ 9,6	+ 6'	+ 9,3	+ 3,3	+10°47	—
1580 г.	+10,93	+ 4	+ 9,6	+ 0,9	+10,61	+ 0,42
1600 г.	+10,43	— 2,4	+ 8,8	— 2,4	+11,41	+ 2,4
1620 г.	+ 7,26	— 8,4	+ 6,9	— 5,7	+ 9,88	— 4,59
1640 г.	+ 3,27	—12,0	+ 4,42	— 7,4	+ 7,29	— 7,77
1660 г.	— 0,59	— 8,0	+ 0,86	—10,68	+ 3,86	—10,29
1680 г.	— 3,89	— 9,9	— 3,47	—12,49	— 0,01	—11,55
1700 г.	— 7,03	— 9,6	— 7,99	—13,56	— 4,01	—12,00
1720 г.	—10,97	—11,6	—12,27	—13,44	— 7,77	—11,28
1740 г.	—15,30	—13,0	—15,83	—10,68	—11,02	— 9,75
1760 г.	—19,57	—12,8	—18,76	— 8,78	—13,63	— 7,83
1780 г.	—22,65	— 9,2	—20,87	— 6,33	—15,51	— 5,64
1800 г.	—24,07	— 4,3	—22,12	— 3,75	—16,64	— 3,39
1820 г.	—24,09	— 0,06	—22,40	— 0,84	—17,06	— 0,96
1840 г.	—23,22	+ 2,3	—21,34	+ 3,06	—16,77	+ 0,87
1860 г.	—21,55	+ 2,0	—19,54	+ 5,52	—15,84	+ 2,79
1880 г.	—18,73	+ 8,5	—16,76	+ 8,34	—14,17	+ 3,21
1890 г.	—17,57	+ 7,0	—15,16	+ 9,6	—11,66	+ 9,00
1900 г.	—16,5	+ 6,4	—14,60	+ 3,4	—	—
1942 г.	—10,0	+ 9,3	— 8,00	+ 9,0	— 3,00	+ 8,00

лет. Однако промежуток времени, в течение которого имеются надежные данные о ходе элементов земного магнетизма, слишком еще мал для того, чтобы возможно было окончательно установить периодическую закономерность вековых вариаций.

Вековой ход, как видно из табл. 11, не остается величиной постоянной, а меняется от года к году. Такой же характер векового хода наблюдается на всех пунктах земного шара, где имеется длительный ряд наблюдений. Так, например, на рис. 48 и 49, показывающих ход среднегодовых значений элементов земного магнетизма в Слуцкой и Свердловской обсерваториях, ясно видно, что годовые изменения всех элементов в промежуток времени от 1912 до 1945 г. довольно заметно меняли свои значения.

До недавнего времени вековой ход изучался преимущественно на отдельных пунктах, для которых он может быть представлен в виде диаграмм, изображенных на рис. 48 и 49. При этом предполагалось, что причина векового хода заключалась в изменениях общего магнитного момента Земли. Как на одну из причин векового хода указывалось также на перемещение магнитного полюса по некоторой замкнутой линии.

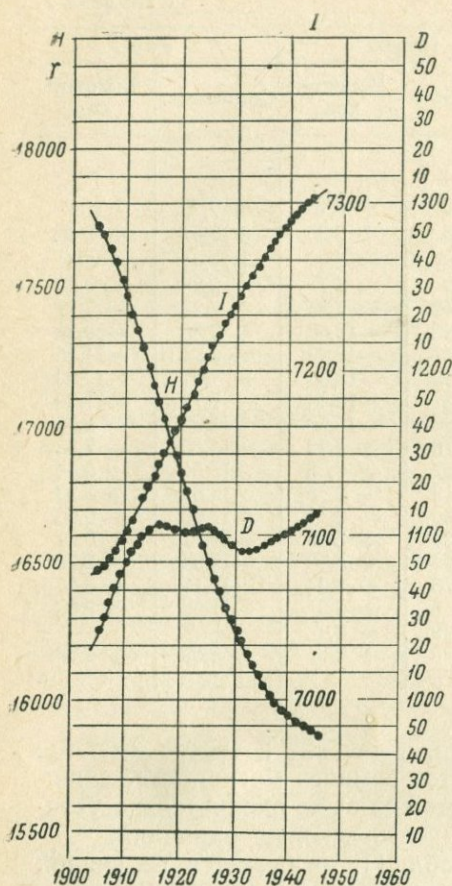


Рис. 48. Ход среднегодовых значений элементов земного магнетизма в Свердловской обсерватории.

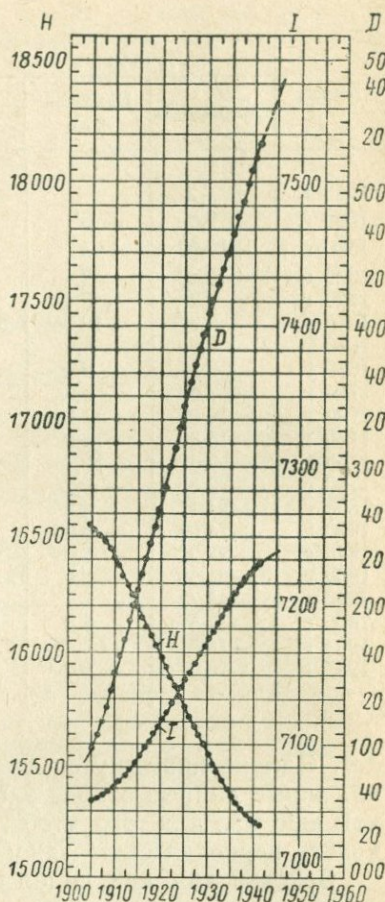


Рис. 49. Ход среднегодовых значений элементов земного магнетизма в Слуцкой обсерватории.

**2. Вековые изменения магнитного момента Земли.** Предположение о том, что причиной вековых вариаций является непостоянство магнитного момента Земли, основывалось на результатах сферического анализа данных наблюдений в различные периоды времени.

В § 7 гл. III было показано, что магнитный момент Земли, вычисленный при помощи сферического анализа, за последние 30 лет как будто не претерпел никаких изменений. Но если обратиться к результатам того же анализа, произведенного раз-

личными авторами в более раннее время, то картина получается несколько иная.

Так, из табл. 2, приведенной в § 6, гл. III, видно, что за период с 1885 по 1945 г. коэффициенты  $g_1^0$ ,  $g_1^1$  и  $h_1^1$  непрерывно уменьшали свои значения в пределах, превышающих погрешности их определения. Такие изменения их связаны с изменением магнитного момента Земли, так как они определяют величину магнитного момента и его направление. В табл. 12, заимствованной у Вестина [201], приведены значения магнитного момента в относительных единицах и полярные углы магнитной оси диполя, соответствующего однородному намагничиванию, для различных эпох.

Таблица 12

Эпоха	Средняя эпоха	Магнитный момент, $M$	Среднее значение, $M$	Дополнительные широты, $\theta$	Долгота, $\lambda$	Среднее значение, $\lambda$
1829 г.	1836 г.	1,047	1,053	11°7	64°7	64,2
1830 г.		1,061		12,2	63,5	
1845 г.		1,052		11,3	64,3	
1880 г.		1,036		11,6	68,0	
1885 г.		1,033		11,4	67,8	
1885 г.	1883 г.	1,035	1,035	11,3	69,5	68,4
1922 г.		1,011		11,6	69,1	
1945 г.		0,989		11,8	68,8	
1945 г.		0,998		11,4	70,0	

Таблица показывает, что за сто лет произошло уменьшение магнитного момента Земли на 5% и перемещение магнитного полюса вдоль параллели на 5° к западу, наклон же магнитной оси к оси вращения остался без изменения, так как колебания в десятых долях градуса следует отнести за счет погрешности определений. Таким образом, магнитная ось как бы прецессирует относительно оси вращения Земли с угловой скоростью 0°,05 в год.

Такое малое изменение магнитного момента Земли (на 5% за период сто лет) может вызвать сомнение в том, что не могло ли оно явиться результатом погрешностей самих вычислений. Однако против этого можно возразить, во-первых, потому, что изменения магнитного момента, как видно из табл. 12, на протяжении всего периода имеют один и тот же знак и, во-вторых, как было показано в § 6 гл. III, погрешность вычисления коэффициентов  $g_1^0$ ,  $g_1^1$  и  $h_1^1$  для одной и той же эпохи, по различным исходным материалам, не превосходит 1%.

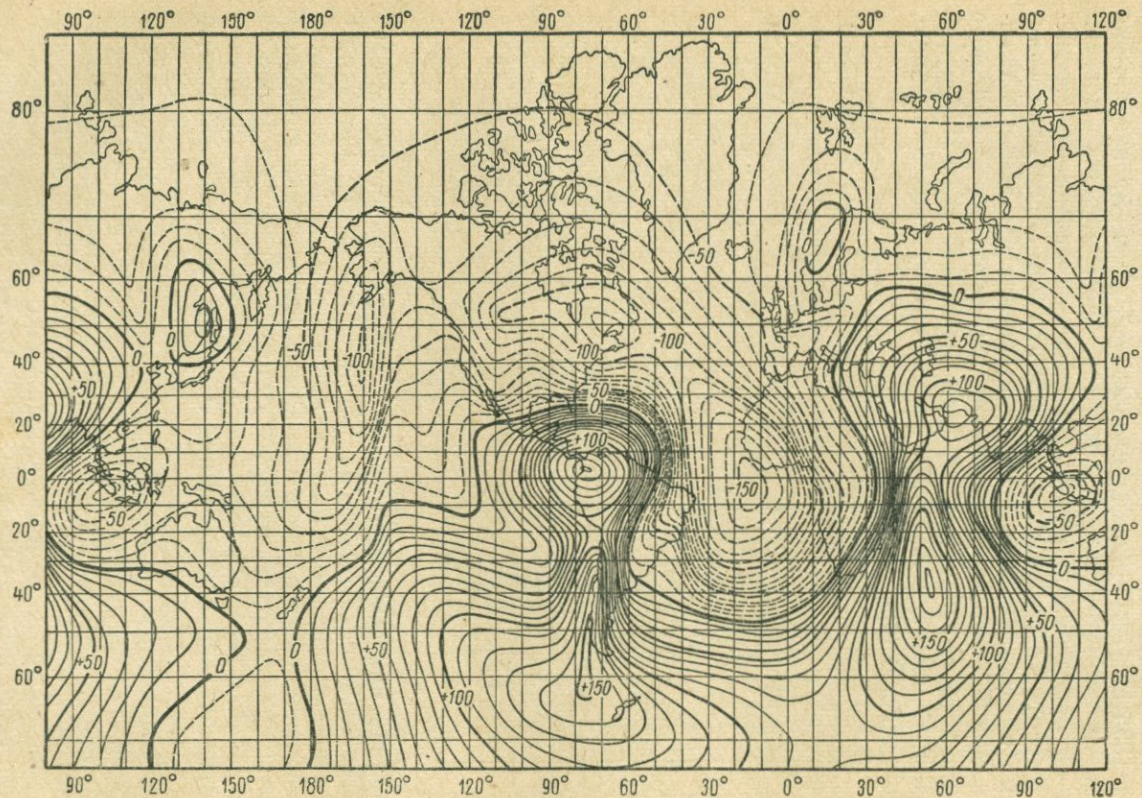


Рис. 50. Карта изопор вертикальной составляющей для эпохи 1912 г. (по Вестину).  
(Значения изолиний в гаммах).

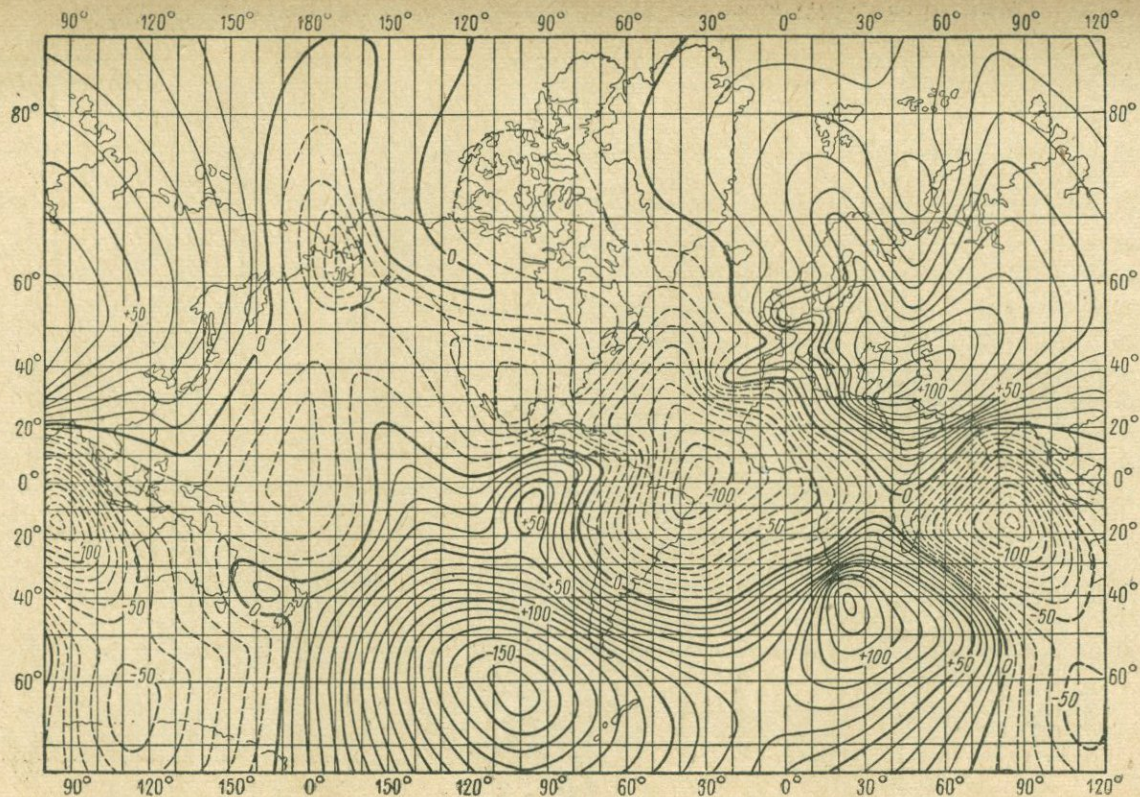


Рис. 51. Карта изопор вертикальной составляющей для эпохи 1942 г. (по Вестуну).  
(Значения изолиний в гаммах).

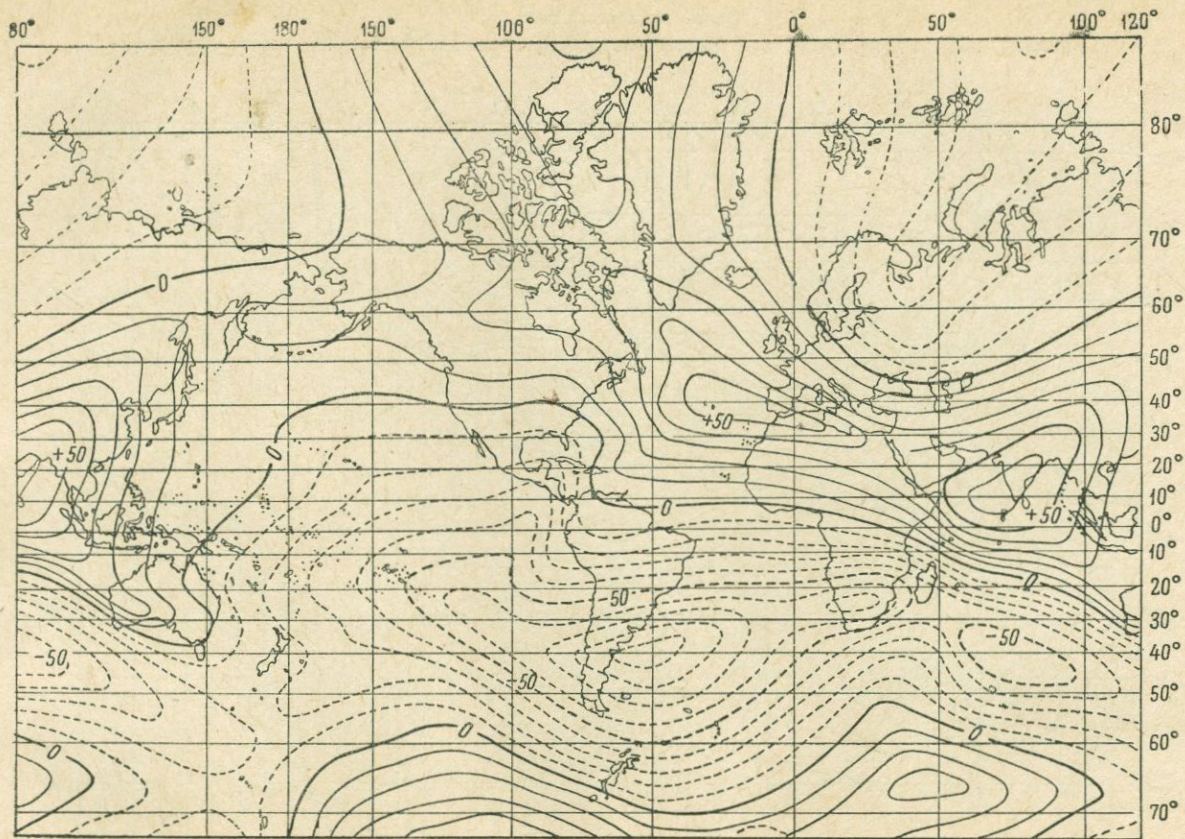


Рис. 52. Карта изопор восточной составляющей для эпохи 1912 г. (по Вестину).  
(Значения изолиний в гаммах).

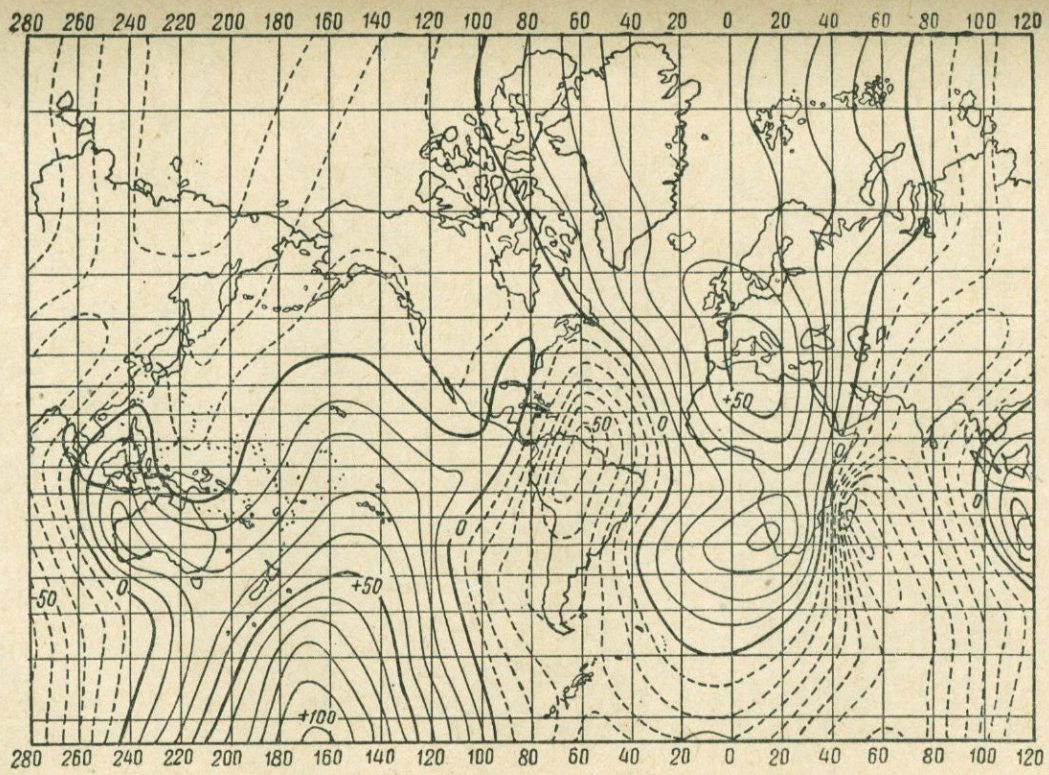


Рис. 53. Карта изопор восточной составляющей для эпохи 1942 г. (по Бессину).  
(Значения изолиний в гаммах.)

Так как промежуток времени, в течение которого можно проследить эти изменения, очень невелик, то вероятнее всего можно думать о периодическом характере изменений магнитного момента, однако физических оснований для этого предположения пока не имеется.

3. Зависимость векового хода от координат точки наблюдения. **Карты изопор.** Большой материал, собранный различными странами по наблюдениям элементов земного магнетизма, позволил произвести сравнение векового хода не только для отдельных обсерваторий, но и для многих отдельных пунктов. Такие сравнения легче осуществить при помощи карт изолиний векового хода, т. е. линий одинакового векового хода, которые были названы *изопорами*. Первые карты изопор для европейской части России были получены еще Тилло [73], а для всего земного шара, т. е. мировые карты, лишь в 1930 г. Фиском [137] для эпохи 1930 г.

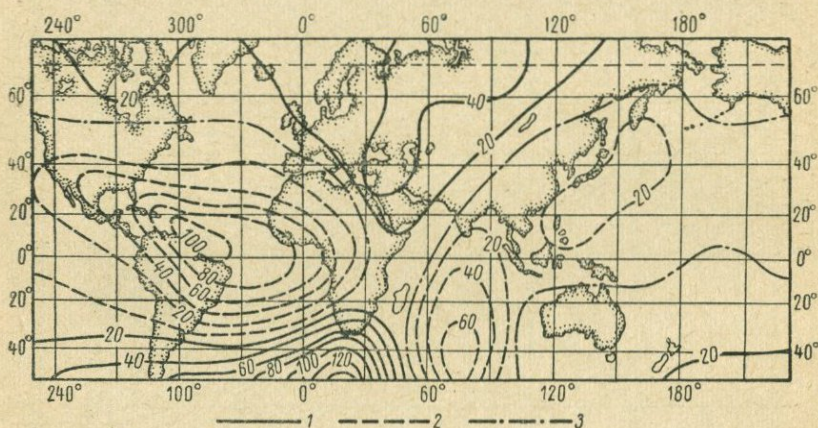


Рис. 54. Карта изопор вертикальной составляющей для эпохи 1955 г. (по В. П. Орлову). (Проекция Меркатора.)

1 — положительные значения  $\delta H$ ; 2 — отрицательные значения  $\delta H$ ; 3 — нулевые значения  $\delta H$ . (Значения изолиний в гаммах.)

На рис. 50—53 представлены карты изопор для эпохи 1912 и 1942 гг., построенные Э. Вестином и др. [201], и на рис. 54—58 — Н. В. Адам и В. П. Орловым [7] для эпохи 1955 г. Эти рисунки показывают, что вековой ход имеет определенную закономерность в распределении его по поверхности земного шара. Для большей наглядности карты В. П. Орлова даны в двух проекциях, в проекции Меркатора (рис. 54) и центральной проекции (рис. 55—57). Кроме того, отдельно на рис. 58 показаны изопоры для Антарктики [62].

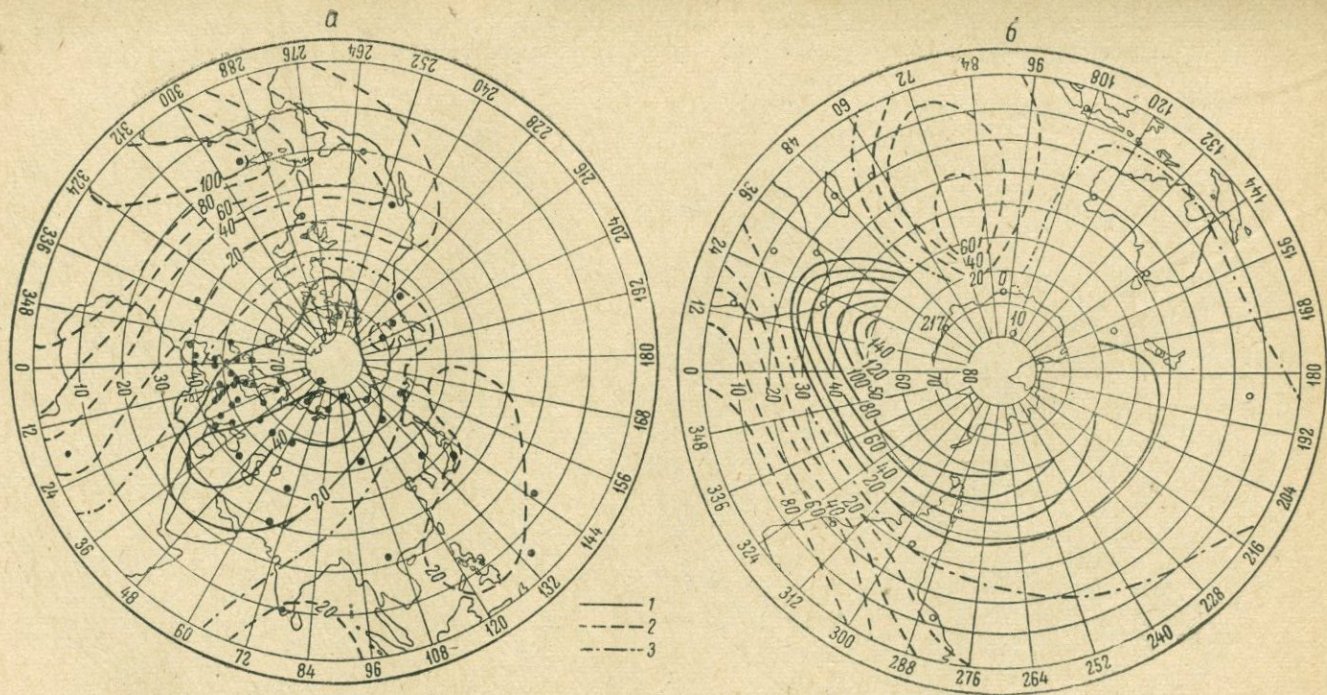


Рис. 55. Карты изопор вертикальной составляющей в центральной проекции (по В. П. Орлову).  
 а — северное полушарие; б — южное полушарие. 1 — положительные значения  $\delta H$ ; 2 — отрицательные значения  $\delta H$ ; 3 — нулевые значения  $\delta H$ .  
 (Значения изолиний в гаммах.)

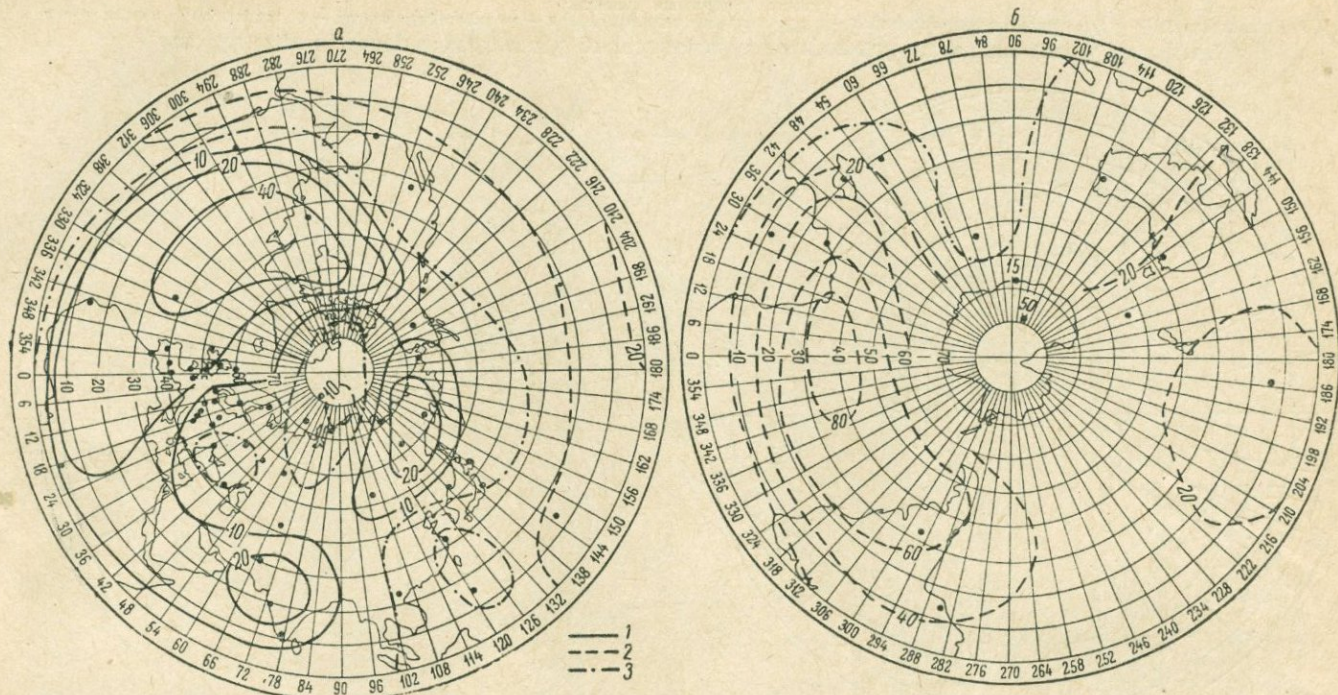


Рис. 56. Карты изопэр горизонтальной составляющей центральной проекции (по В. П. Орлову).  
 а - северное полушарие; б - южное полушарие. 1 - положительные значения  $\delta H$ ; 2 - отрицательные значения  $\delta H$ ; 3 - нулевые значения  $\delta H$ . (Значения изолиний в гаммах.)

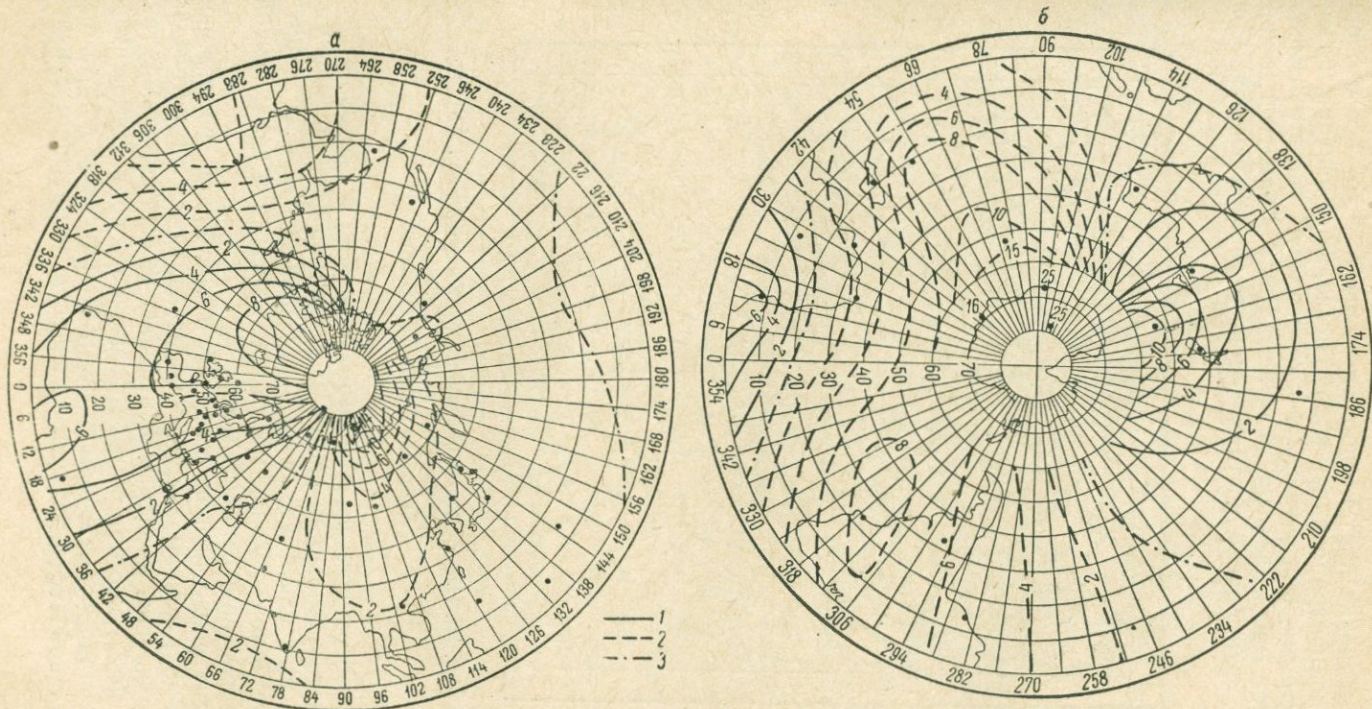


Рис. 57. Карты изопор склонения в центральной проекции (по В. П. Орлову).

а — северное полушарие; б — южное полушарие, 1 — положительные значения  $\delta D$ ; 2 — отрицательные значения  $\delta D$ ; 3 — нулевые значения  $\delta D$ . (Значения изолиний в гаммах.)

Рассмотрение карт изопор показывает, что все изопоры в 1942 г. концентрировались вокруг нескольких центров, называемых *центрами*, или *фокусами векового хода*, где эти изменения достигают максимального значения. Если обратиться к картам изопор вертикальной составляющей, то можно видеть, что на

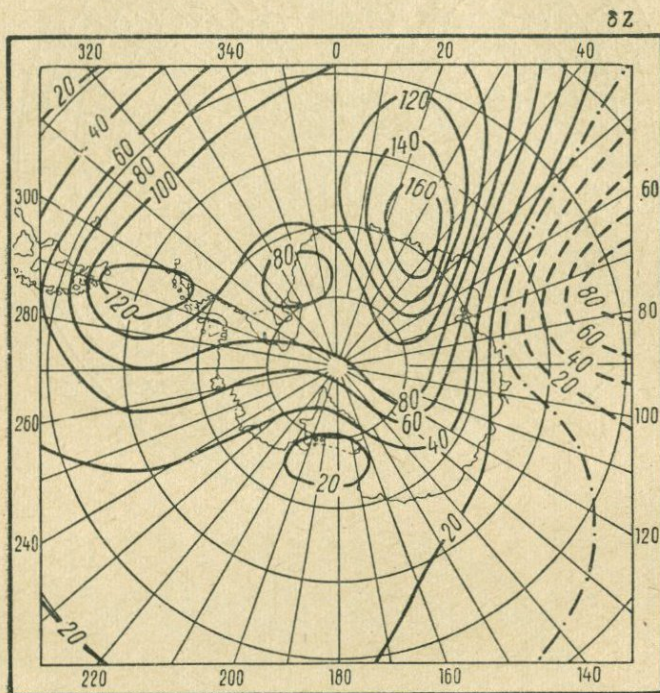


Рис. 58. Изопоры вертикальной составляющей для Антарктики (по В. П. Орлову).  
(Значения изолиний в гаммах.)

земной поверхности имеется несколько зон, в которых вертикальная составляющая растет, и несколько зон, где она уменьшается, т. е. как будто бы в зонах повышения происходит нарастание положительной магнитной массы, а в зонах уменьшения — нарастание отрицательной.

Рассмотрение изопор северной и восточной составляющих (рис. 52, 53) показывает, что они не являются самостоятельными, а подчинены изопорам вертикальной составляющей, так же как это имеет место на картах остаточного поля. Действительно, рассматривая фокус с положительным значением векового хода вертикальной составляющей как центр нарастания магнитной

массы, можно построить распределение магнитного поля, вызываемого этой массой на поверхности Земли. Над центром магнитной массы вектор поля должен быть направлен по вертикали, а в стороне от него наклонен к горизонту. Поэтому над центром будет происходить возрастание — одной лишь вертикальной составляющей, а в сторону от него — и возрастание горизонтальной составляющей  $\delta H$ , но в различных направлениях. Это добавочное  $\delta H$ , накладываясь на горизонтальную составляющую земного поля, вызовет или увеличение, или уменьшение ее, в зависимости от направления  $\delta H$ .

Положительная магнитная масса даст увеличение северной составляющей к северу от центра и уменьшение к югу. Точно так же и в отношении восточной составляющей. В районах, расположенных к востоку от центра с отрицательным значением вариаций  $\delta Z$ , восточная составляющая будет расти, а к западу от него — уменьшаться, что и наблюдается в действительности, если посмотреть на карты изопор  $\delta X$  и  $\delta Y$  (рис. 52 и 53). Главных фокусов, где изменения вертикальной составляющей достигли ста и более гамм в 1942 г. (рис. 51), было всего лишь пять: Индонезийский ( $\delta Z = -130 \gamma$ ), Иранский, к югу от Каспийского моря ( $\delta Z = +110 \gamma$ ), Южно-Африканский ( $\delta Z = +130 \gamma$ ), Атлантический ( $\delta Z = -110 \gamma$ ) и Южно-Американский ( $\delta Z = +160 \gamma$ ). Кроме того, имелись менее значительные фокусы, где  $\delta Z$  не превосходит 50—60  $\gamma$ . К ним относились фокусы в Арктике около Новой Земли, в Беринговом море, в Канаде, в Тихом океане, у западных берегов Южной Америки. Вероятно, таких фокусов с малыми областями простираения на земной поверхности встретится значительно больше, но на мировых картах, имеющих малый масштаб, все они не могут быть выявлены.

Таким образом, исследования последних лет указывают на то, что вековые вариации представляют сложное явление, состоящее из ряда независимых явлений как мирового масштаба, так и местного, хотя и локализованного на обширных пространствах земного шара.

Мировой характер вековых вариаций проявляется в изменении магнитного момента Земли, а местный — в изменении «остаточного поля»; при этом большая часть наблюдаемых вариаций принадлежит вариациям остаточного поля.

**4. Изменение векового хода с течением времени.** Следующей особенностью распределения изопор является их подвижность во времени. Если сравнить карты изопор, построенные для различных эпох, то можно заметить, что фокусы векового хода непрерывно перемещаются. В соответствии с этим перемещается и вся совокупность изолиний, окружающих тот или иной фокус. Этим и объясняется уже давно известный факт изменения величины векового хода на какой-либо обсерватории с течением

времени. Так, при сравнении карт изопор  $\delta Z$ , отнесенных к эпохам 1912 и 1942 гг. (см. рис. 50 и 51), можно заметить, что все фокусы за период 1912—1942 гг. не только сместились в различных направлениях, но и изменились по своей величине. Особенно значительные изменения произошли за период с 1942 по 1955 г., что можно видеть из сопоставления карт изопор  $\delta Z$  для эпох начала и конца этого периода (рис. 51 и 54).

Так, например, Иранский фокус вблизи Каспийского моря сместился к северу и уменьшился по своей величине в два раза. Вследствие этого вся система изолиний европейского и азиатского материков приобрела другой характер. На востоке в районе Японских островов появился новый фо-

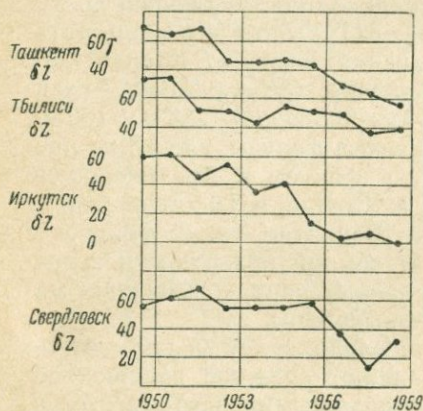


Рис. 59. Вековой ход вертикальной составляющей в зоне Каспийского максимума.

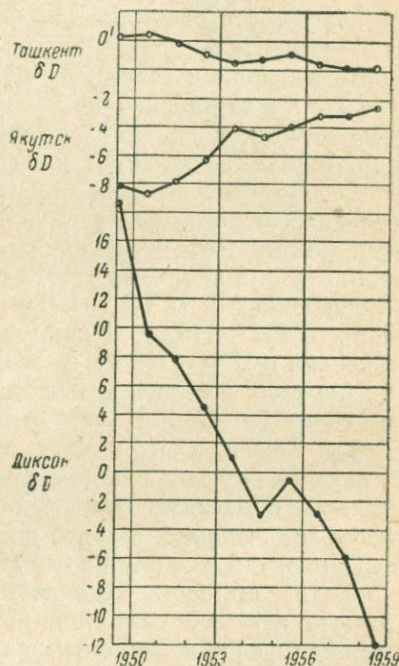


Рис. 60. Вековой ход склонения на некоторых обсерваториях Советского Союза.

кус с отрицательным значением  $\delta Z$ . Вместо двух фокусов, отмеченных на картах Вестина, южнее Африки и Южной Америки обнаружился фокус с максимальным значением  $\delta Z$  более 200  $\gamma$ /год. Такие же изменения отмечаются и на картах изопор, построенных Нагата [107] для эпохи 1955 г.

Некоторые из этих изменений, как появление максимума в районе Японии, исчезновение двух южных и появление одного мощного максимума (Арктика), вероятнее всего следует отнести к отсутствию достаточного количества наблюдений в период, предшествовавший эпохе 1942 г., другие же, как смещение

Каспийского максимума к северу, несомненно следует рассматривать как реальное явление.

Подтверждением этого могут служить резкие изменения в величине векового хода, наблюдавшиеся в последние годы на обсерваториях Советского Союза, расположенных в зоне Каспийского максимума. На рис. 59 и 60, заимствованных из работы Н. В. Адам и В. П. Орлова [2], ясно видно, насколько изменился вековой ход  $\delta Z$  и  $\delta D$ .

Смещение фокусов векового хода и изменение их по величине имеет такое же значение для выяснения природы вековых вариаций, как и смещение фокусов мировых аномалий (западный дрейф).

Ясно, что такое быстрое перемещение фокусов, как иранский, с изменением интенсивности почти в два раза, никак нельзя объяснить наличием источников вековых вариаций в земной коре, и поэтому остается, как и в случае материковых аномалий, лишь одна альтернатива — искать причины вековых вариаций вблизи границы ядро—оболочка.

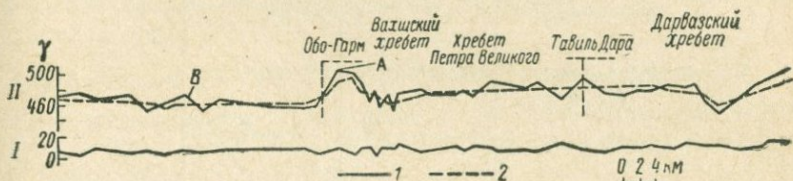


Рис. 61. Величина векового хода вертикальной составляющей на Памире. I — график суммы квадратичных ошибок определения  $Z$  в 1947 и 1955 гг.; II — график суммарного векового хода  $\delta Z$  по данным повторных магнитных определений в 1947 и 1955 гг. 1 — разность значений  $Z$ , полученных в 1947 и 1955 гг., 2 — та же разность, но сглаженная на сумму квадратичных ошибок.

### 5. Зависимость векового хода от геологического строения.

Одним из важных фактов векового хода, обнаруженных в последнее время, является зависимость его от геологических условий района, а именно — величина векового хода может иметь различные значения в достаточно близких районах, если они имеют различное геологическое строение.

Впервые такое явление было обнаружено В. П. Орловым [60] при повторных магнитных наблюдениях в районе Памира. На рис. 61 показана величина векового хода, найденная указанным автором в зависимости от места наблюдения. Кривая не вызывает сомнения в том, что разность в вековом ходе в точках А и В обусловлена наличием источника его на глубинах одного порядка с расстоянием между точками А и В.

6. Связь с магнитной активностью. По исследованиям многих авторов, вековой ход оказался зависимым от солнечной и магнитной активностей, а именно — величина его заметно отлича-

лась в годы максимума и минимума солнечной активности, разделенных 11-летним промежутком.

Так, в работе В. И. Афанасьевой и Ю. Д. Калинина [8] показано, что статистический метод осреднения вековых вариаций по 11-летнему циклу дает возможность разделения их на «внутреннюю» и «внешнюю» части, т. е. вариации, вызванные внутренними и внешними причинами.

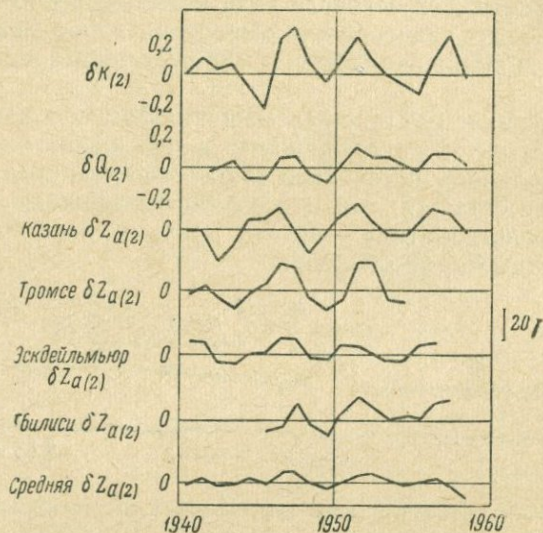


Рис. 62. Связь вековых вариаций с магнитной активностью.

(Значения изолиний в гаммах.)

Более подробно этот вопрос был освещен в работе Н. В. Адам и В. П. Орлова [2], результаты которой можно представить в виде графиков (рис. 62). Верхние два графика показывают изменения (отклонения от среднего) индексов магнитной активности за период 1940—1960 гг., а следующие четыре — отклонения векового хода  $\delta Z$  за этот же промежуток времени на некоторых обсерваториях земного шара, и последний — среднее отклонение  $\delta Z$ . Эти графики ясно указывают, что имеется довольно близкая корреляция между изменением магнитной активности и изменением векового хода. Этот факт и приводит к заключению, что причиной наблюдаемых изменений  $\delta Z$  следует считать токи в ионосфере. Кроме того, из этих же графиков следует, что вековой ход, обусловленный внешними причинами, имеет не только 11-летний период, но также и волны с периодами 2 и 5 лет.

**7. О связи фокусов с сейсмической деятельностью Земли.** Следует остановиться еще на одной особенности в распределении изопор, отмечаемой на всех картах до 1942 г., а именно на сосредоточенности фокусов векового хода в зонах сейсмической деятельности. Впервые на это обратил внимание советский магнитолог Н. Н. Трубяччинский [194], который в 1934 г. высказал мысль, что «вековые вариации магнитного поля локализованы в немногих, но обширных зонах земной поверхности, имея, по-видимому, тесную связь с физическими процессами, происходящими в геосинклиналях и главным образом на стыках геосинклиналей».

Эта идея встречает, однако, сильные возражения с появлением новых карт изопор эпохи 1955 г., на которых бывший иранский фокус, располагавшийся до 1942 г. действительно в зоне сейсмической деятельности, в 1955 г. оказался на территории европейской части Советского Союза, где никакой сейсмичности никогда не отмечалось. Поэтому идея Н. Н. Трубяччинского в настоящее время не выдерживает критики и должна быть оставлена.

## § 2. Анализ результатов наблюдений вековых вариаций

При рассмотрении тех явлений, о которых говорилось в предыдущем параграфе, указывалось о наличии феноменологической связи вековых вариаций с теми или иными явлениями на земном шаре. Основным доказательством такой связи должен служить более глубокий математический анализ и в основном, конечно, сферический. Такой анализ, произведенный различными исследователями, привел к выводу, что поле вековых вариаций является полностью полем внутренним, т. е. имеющим свои источники внутри земного шара.

Первая по времени работа по анализу вековых вариаций была выполнена Бартельсом [94], который подвергнул сферическому анализу данные 14 обсерваторий. Однако материал, как показали в дальнейшем результаты построения карт изопор, оказались недостаточными, чтобы можно было применять такой анализ. Но все же Бартельсу удалось прийти к заключению, что источники вековых вариаций находятся внутри Земли.

Более подробно и на большем материале были произведены расчеты Э. Вестингом и др. [201, 203]. Авторы, применяя сферический анализ, построили карты распределения в сферических слоях токовой функции, вызывающей наблюдаемое поле, поместив слои на различных глубинах, наибольшая из которых составляет около 3000 км (рис. 63). Однако, как указывают сами авторы, в действительности картина должна быть значительно сложнее, так как сферический и гармонический анализ, на котором основано построение, ограничивается членами разложе-

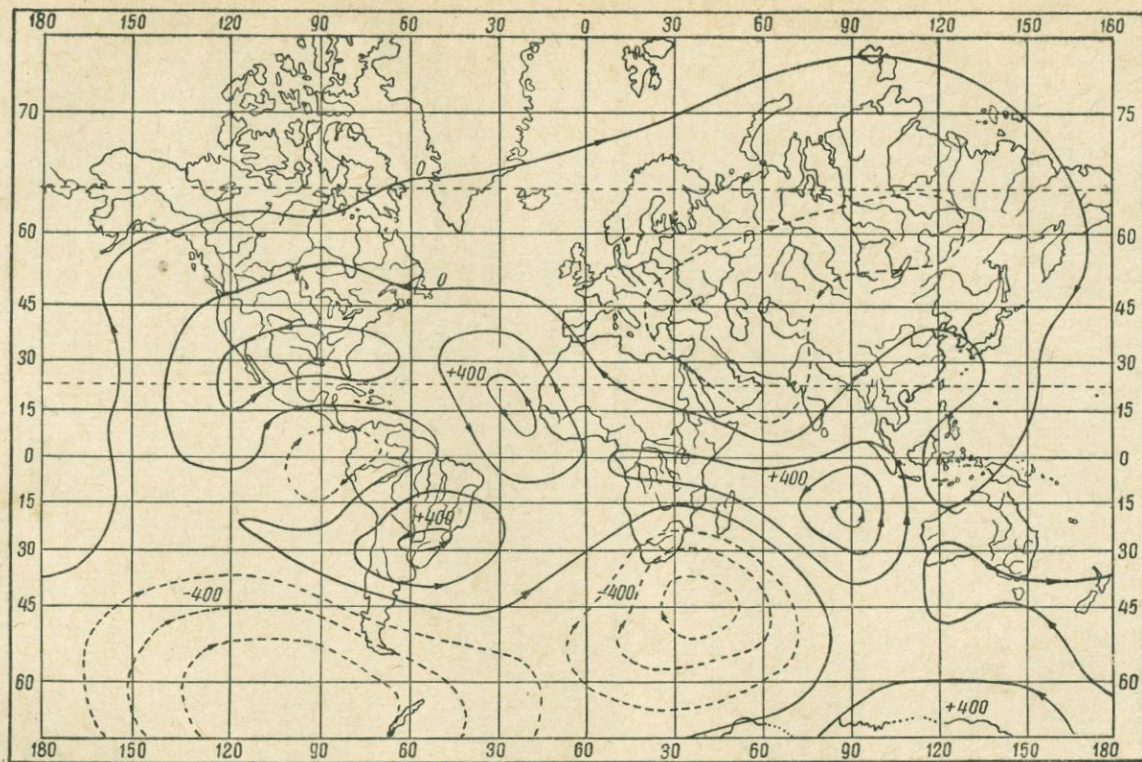


Рис. 63. Токовая функция, соответствующая вековым вариациям (по Вестину).  
(Значения изолиний в килоамперах.)

ния шестого порядка, тогда как влияние высших гармоник должно быть значительным. Несколько позже появилась работа Ю. Д. Калинина [46], в которой также анализируются данные наблюдений вековых вариаций, но несколько иным способом, ввиду того, что метод сферического анализа в прежних работах других авторов не приводил к хорошим результатам из-за медленной сходимости ряда. Медленная же сходимость ряда, т. е. влияние высших гармоник, обуславливается локальностью вековых вариаций.

Ю. Д. Калинину удалось, не прибегая к разложению до членов высших порядков, уловить влияние сферических гармоник  $P_{12}^9(\cos \theta)$  и  $P_8(\cos \theta)$ . Для этого, разложив потенциал поля вековых вариаций до членов первого порядка, соответствующих однородному намагничиванию, и определив коэффициенты, он смог выделить из наблюденных значений поля поле однородной намагниченности и получить, таким образом, составляющие напряженности поля вековых вариаций, зависящих от членов высших порядков.

Так как максимумы и минимумы  $\delta Z$ -составляющей, т. е. центры областей, чередуются по долготе примерно через каждые  $40^\circ$ , то можно предположить, что в разложении должен играть большую роль член, содержащий сферическую функцию  $P_n^9(\cos \theta) \cos 9\lambda$ . Точно так же, рассматривая чередование максимумов и минимумов по широте, можно заметить, что они повторяются примерно через каждые  $30^\circ$ , и, следовательно, положить  $n=12$ .

Однако добавление к членам первого порядка члена, содержащего  $P_{12}^9(\cos \theta)$ , все же не устраняло разницы между наблюдаемыми значениями и вычисленными. Поэтому, исследуя график изменения векового хода в зависимости от широты, Ю. Д. Калинин пришел к выводу о необходимости введения членов, содержащих полиномы восьмого порядка,  $P_8(\cos \theta)$ , что значительно улучшило совпадение вычисленных значений с действительными.

Такое разложение позволило разделить поле вековых вариаций на поле, происходящее от внутренних причин, и поле, происходящее от внешних причин. При этом оказалось, что внешние причины играют заметную роль в образовании вековых вариаций. Пытаясь объяснить происхождение внутренней части поля вековых вариаций, Ю. Д. Калинин сравнивает это поле с полем диполя, отождествляя его с вихревым током, помещенным на какой-то глубине. Такое сравнение позволило определить глубину нахождения диполя и его магнитный момент, которые оказались для разных эпох разными — в пределах от 0,52 до 0,96 земного радиуса, что объясняется, по мнению автора, упрощенным представлением о дипольном характере причин вековых вариаций.

«Внешнее» поле, по расчетам Ю. Д. Калинина, является следствием кольцевого тока, протекающего вокруг Земли и обуславливающего постоянную слагающую в общем поле Земли, и индуцированных токов в ионосфере.

В дальнейшем, как было показано, влияние внешних источников на вековой ход было установлено путем статистической обработки данных наблюдений.

Необходимо, однако, отметить, что материалом, которым пользовался Ю. Д. Калинин для проведения своего анализа, служили карты изопор эпохи 1942 г., на основании которых он и пришел к заключению о закономерностях в распределении центров векового хода. Как мы видели, для эпохи 1955 г. эти центры оказались расположенными по несколько другому закону. Так, по широте они чередуются не через  $30^\circ$ , а через  $40^\circ$  и больше, а по долготе — от  $100$  до  $120^\circ$  вместо  $40^\circ$ . Однако это обстоятельство существенной роли не играет, так как анализ относился лишь к тому состоянию векового хода, которое имелось в тот момент. Выводы же, которые вытекают из этого анализа, не зависят от того, остается ли та картина распределения векового хода, которая имела место в 1940 г., постоянной или же подвержена изменениям.

К числу работ, основанных на решении прямой задачи, т. е. нахождении магнитного поля по заданным его источникам, следует отнести работу Э. Булларда [106].

Исследуя Атлантический центр вековых вариаций, Э. Буллард предположил, что он вызывается меняющимся по времени диполем, расположенным несколько ниже поверхности ядра в горизонтальном направлении — с юго-востока на северо-запад. Расчеты показали, что такой диполь довольно хорошо представляет поле вековых вариаций на поверхности Земли, однако на больших расстояниях от центра области поле этого диполя убывает несколько быстрее, чем наблюдаемое. Это указывает на то, что помещение диполя на поверхность ядра или несколько выше не улучшает согласие вычисленных значений с наблюдаемыми, а, наоборот, ухудшает. Поэтому, помещая не один, а несколько диполей на поверхность ядра в направлении с юго-востока на северо-запад, Булларду удалось добиться согласия вычисленных и наблюдаемых значений вертикальной и горизонтальной составляющих на довольно большой площади этих областей.

Отсюда Буллард сделал заключение, что математические расчеты не опровергают наличия источников вековых вариаций на большой глубине.

К анализу вековых вариаций следует отнести работу Ф. Лоуеса [163] о влиянии западного дрейфа на вековой ход. То, что западный дрейф должен вызывать изменения в величии

не и направлении магнитного поля Земли, ни у кого не вызывало сомнения, однако вопрос, насколько велики такие изменения и могут ли они полностью объяснить явления вековых вариаций, впервые был рассмотрен в указанной работе. Решение этого вопроса заключалось в расчете — насколько изменяется магнитное поле в какой-либо точке земного шара в течение года, если изодинамы со значениями  $X_1$ ,  $Y_1$ ,  $Z_1$ , проходящие через эту точку, смещаются к западу, а их место занимают изодинамы  $X_2$ ,  $Y_2$  и  $Z_2$ . Разности значений изодинам в этом случае будут представлять собой не что иное, как вековой ход каждого элемента, т. е.

$$\delta X = X_2 - X_1, \quad \delta Y = Y_2 - Y_1, \quad \delta Z = Z_2 - Z_1.$$

Ясно, что величина этих разностей выразится как произведение градиента того или иного элемента в долготном направлении на скорость дрейфа  $v = 0,2$  град/год, т. е.

$$\delta X = \frac{\Delta X}{\Delta \lambda} v, \quad \delta Y = \frac{\Delta Y}{\Delta \lambda} v, \quad \delta Z = \frac{\Delta Z}{\Delta \lambda} v,$$

где  $\lambda$  — долгота, выраженная в градусах.

Для нахождения численных значений  $\delta X$ ,  $\delta Y$  и  $\delta Z$  достаточно, пользуясь картами изодинам остаточного поля, найти соответствующие градиенты в той или иной точке земной поверхности.

Так, в точках  $\varphi = 35^\circ N$ ,  $\lambda = 40^\circ E$  и  $\varphi = 5^\circ S$ ,  $\lambda = 35^\circ W$  (см. рис. 33), где наблюдается наибольшая плотность изодинам  $Z$ , а следовательно, и наибольший градиент  $\frac{\Delta Z}{\Delta \lambda}$ , вековые вариации должны были бы иметь максимальные значения, соответственно равные

$$\delta Z = -0,2 \frac{2000}{8} = -50 \text{ } \nu/\text{год}, \quad \delta Z = +0,2 \frac{2000}{10} \approx +40 \text{ } \nu/\text{год}.$$

Если обратиться к карте изопор  $\delta Z$  для эпохи 1942 г., то максимумы векового хода (фокусы), как можно видеть, находятся примерно в тех же местах, а именно: первый имеет координаты  $\varphi = 35^\circ N$ ,  $\lambda = 45^\circ E$  и второй —  $\varphi = 0^\circ$ ,  $\lambda = 35^\circ W$ , однако величина максимума  $100 \text{ } \nu/\text{год}$  почти в два раза больше вычисленных значений.

Если же сопоставить вычисленные значения  $\delta Z$  с картами изопор для эпохи 1955 г., то расхождения получаются не только по величине, но и по местоположению максимумов.

Из этого следует, что вековой ход нельзя объяснить наличием одного западного дрейфа, и необходимо предположить существование своих собственных источников. Однако западный дрейф дает составляющую векового хода, величина которого одного порядка с составляющей, вызванной другими причинами.

Для выяснения того, что представляют эти причины, исклю-

чая локальные и внешние, и какой вклад они дают в общий вековой ход, необходимо было провести анализ наблюдаемого векового хода, за вычетом той части, которая соответствует западному дрейфу. Такой анализ в последнее время был сделан японским геофизиком Юкутаке [208], который путем статистической обработки вычислил величину западного дрейфа для различных точек земной поверхности.

Западный дрейф, казалось бы, должен быть одинаковым на всех точках поверхности Земли, так как он вызван вращением ядра относительно оболочки с постоянной скоростью. Однако ввиду проводимости нижних частей оболочки, при вращении ее относительно ядра, силовые линии магнитного поля, создаваемые ядром, должны увлекаться ею (см. гл. VII, § 6); при наличии неоднородностей в оболочке такое увлечение будет происходить неодинаково. Вследствие этого на поверхности Земли мы должны наблюдать изменение магнитного поля с течением времени с различной скоростью. Предполагая, что главная часть векового хода обусловлена западным дрейфом, т. е. разность между наблюдаемым вековым ходом и западным дрейфом мала и не имеет систематического характера, путем суммирования по поверхности земного шара Юкутаке удалось исключить эту разность и получить величину западного дрейфа в разных точках земной поверхности (магнитных обсерваториях), которые оказались действительно различными (см. табл. 13).

Таблица 13

Обсерватория	$\varphi$	$\lambda$	$\delta X$	$\delta Y$	$\delta Z$
			град/год		
Свердловск . . . . .	56 48	60 38	0,30	-0,26	0,08
Иркутск . . . . .	52 16	104 21	0,40	0,07	0,23
Шамбон-ля-Форе . . . . .	48 01	2 16	0,51	0,22	0,45
Какиока . . . . .	36 14	140 11	-0,18	0,17	0,00
Туксон . . . . .	32 15	249 10	0,09	0,24	-0,30
Маурициус . . . . .	-26 06	57 33	-0,14	0,43	0,62

Среднее значение западного дрейфа по всей поверхности для различных составляющих оказалось следующим:

$$\frac{\partial X}{\partial t} = 0,163 \text{ град/год}; \quad \frac{\partial Y}{\partial t} = 0,202 \text{ град/год}; \quad \frac{\partial Z}{\partial t} = 0,139 \text{ град/год}.$$

После вычета западного дрейфа из наблюдаемого векового хода изопоры остаточного векового хода вертикальной составляющей за 35 лет получили вид, показанный на рис. 64.

Если сравнить эти карты с картами изодинам  $Z$  остаточного поля (недипольного), то можно видеть, что фокусы векового хода  $\delta Z$  почти совпадают с максимумом  $Z_m$  остаточного поля. Это указывает на то, что причиной остаточной части векового хода являются изменения в величине напряженности магнитного поля материковых аномалий или, иначе, недипольной части земного поля.

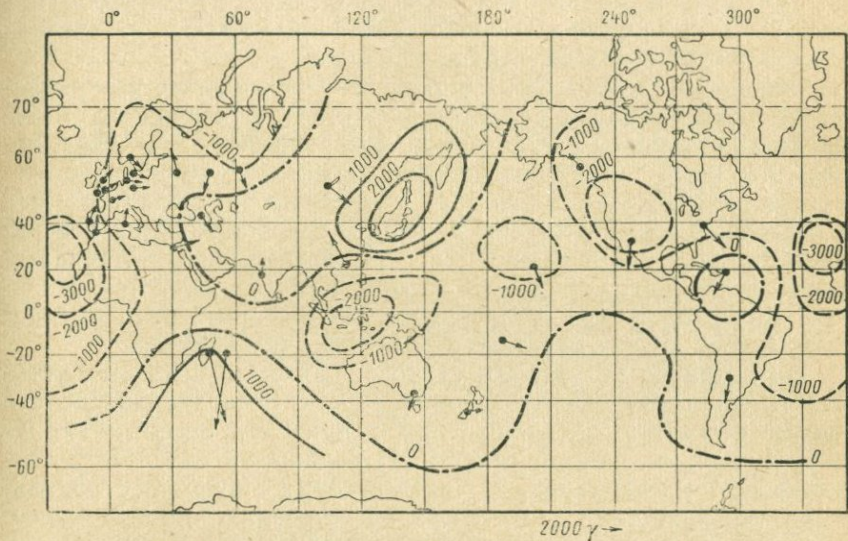


Рис. 64. Остаточное поле вековых вариаций вертикальной составляющей за период 1910—1945 гг. (Стрелками показаны направление и величина горизонтальной составляющей.)

(Значения изолиний в гаммах.)

Если обратиться к карте изодинам восточной составляющей недипольного поля (см. рис. 35), то можно видеть, что при изменении величин  $Z$  и  $H$  нулевая изодинама  $Y$  направлена почти по меридианам к востоку и западу от максимума и должна оставаться неподвижной, если нет западного дрейфа.

В действительности же, как было указано,  $Y$  перемещается со скоростью  $0,202$  град/год, которая и есть не что иное, как скорость вращения ядра относительно оболочки.

Таким образом, в этой работе установлено, что вековые вариации обусловлены в главной своей части западным дрейфом и в меньшей степени изменением недипольной части.

Из всего изложенного в данном и предыдущем параграфах вытекает, что в настоящее время в проблеме вековых вариаций

мы хотя и значительно продвинулись вперед, но все же далеки от того, чтобы объяснить все наблюдаемые явления в этой области и установить закономерность, которая позволила бы не только констатировать то, что имеется в данный момент, но и предсказывать те или иные явления на будущее время. Между тем такие предсказания имели бы огромное значение для практики, так как освободили бы от необходимости проводить периодические магнитные съемки; достаточно было бы иметь магнитные карты и таблицы для какой-либо эпохи, чтобы, пользуясь временной и пространственной закономерностью, рассчитать такие же карты хотя бы для ближайших эпох.

Основным недостатком при решении любых задач по проблеме вековых вариаций является отсутствие фактического материала для большей части земной поверхности. Выше указывалось, что на  $\frac{4}{5}$  земной поверхности магнитная съемка всех элементов проведена лишь один раз и повторно производится лишь в настоящее время. Поэтому данных о вековом ходе на поверхности океанов почти не имеется, за исключением отдельных точек, вследствие чего карты изопор, которые являются основным материалом для установления тех или иных закономерностей, имеют до сих пор лишь схематический характер.

Несмотря на это, все же удалось, как было показано, установить некоторые общие закономерности, позволяющие делать вполне вероятные предположения о причинах вековых вариаций. К числу их следует отнести: 1) глубинный характер источников вековых вариаций, 2) связь вековых вариаций с локальными особенностями геологического строения земной коры, 3) зависимость их от солнечной и магнитной активности, 4) обусловленность вековых вариаций наличием западного дрейфа.

Поэтому мы можем считать, что вектор вековых вариаций  $\delta \mathbf{H}_T$  является геометрической суммой нескольких векторов:

$$\delta \mathbf{H}_T = \delta \mathbf{H}_c + \delta \mathbf{H}_a + \delta \mathbf{H}_e + \delta \mathbf{H}_w,$$

где  $\delta \mathbf{H}_c$  — вектор вариаций, связанный с процессами, происходящими на границе ядро — оболочка;  $\delta \mathbf{H}_a$  — аномальный вектор, вызванный изменением намагниченности горных пород;  $\delta \mathbf{H}_e$  — вектор вариаций, создаваемых внешними токами (в ионосфере или в радиационном поясе);  $\delta \mathbf{H}_w$  — вариация, обусловленная западным дрейфом.

Из четырех составляющих вектора  $\delta \mathbf{H}_T$  лишь одна имеет строгое теоретическое объяснение, если считать, что западный дрейф является установленным фактом. Остальные три требуют своего обоснования, причем теория происхождения  $\delta \mathbf{H}_c$ , видимо, должна иметь общие основания с теорией главного магнитного поля.

## ГЛАВА VI

### ПАЛЕОМАГНЕТИЗМ

#### § 1. Палеомагнетизм и его физические основания

В предыдущем параграфе было показано, что вопрос о постоянстве магнитного поля Земли был решен уже сотни лет тому назад, однако систематические наблюдения за его изменениями начались лишь с 30-х годов прошлого столетия, т. е. немногим больше ста лет. Этот промежуток оказался слишком малым для того, чтобы можно было установить какую-либо закономерность в этих изменениях, закономерность, которая позволила бы рассчитать, каким будет магнитное поле в будущем и каково оно было миллионы лет назад. Между тем этот вопрос имеет огромное значение для решения целого ряда проблем, относящихся к истории развития нашей планеты. Казалось, что положение с этим вопросом еще долгие годы будет оставаться неопределенным из-за отсутствия данных наблюдений. Выход из этого положения был найден благодаря работам Телье [190], Хосперса [150] и др. в исследовании остаточной намагниченности горных пород и остатков древних памятников материальной культуры исторического и доисторического периода.

Дело в том, что среди горных пород, изверженных и осадочных, имеется очень большое число видов, обладающих ферромагнитными свойствами, т. е. способностью намагничиваться под влиянием магнитного поля и сохранять часть своего магнетизма, называемого *остаточным*, неопределенное время и после исчезновения этого поля и при повороте породы на  $180^\circ$ . Поэтому, если в каком-нибудь месте земной поверхности образовалась порода с ферромагнитными свойствами, то в момент своего образования она намагнитится по направлению силовых линий того поля, которое существовало в то время, и направление этого намагничивания может сохраняться миллионы лет, независимо от того, как будет в дальнейшем меняться магнитное поле Земли. То же самое относится и к материалам тех зданий и изделий, которые сохранились с древних времен. Если от такой породы или здания от-

делить образец, указав на нем при помощи отметок ориентацию его в пространстве, и определить в нем направление намагниченности, то тем самым мы определим и направление магнитного поля, соответствовавшего моменту образования данной породы.

В этом и заключается сущность метода определения магнитного поля в отдаленные эпохи — сущность архео- и палеомагнетизма. При этом археомагнетизм занимается изучением магнитного поля в историческую эпоху, начиная с того момента, когда впервые появились изделия человеческих рук (различного рода здания, посуда и др.), а палеомагнетизм — в прошедшие геологические эпохи, начиная от докембрия и до начала четвертичной эпохи.

Археомангнитные исследования основаны на измерении естественной остаточной намагниченности  $J_n$  образцов, взятых от древних памятников материальной культуры, а палеомагнетизм — на измерении  $J_n$  горных пород. Первый, кто указал на возможность такого рода исследований, был И. Кёнигсбергер [159], который, исследуя остаточную намагниченность горных пород в 1930 г., пришел к заключению, что некоторые изверженные породы, содержащие магнетит или другие ферромагнитные материалы, могут быть использованы для изучения направления геомагнитного поля, существовавшего во время их первого охлаждения, и для оценки геомагнитного возраста при условии, что тектонические движения отсутствовали.

Однако идея, высказанная Кёнигсбергером, нашла свое претворение в жизнь, главным образом лишь в последние десять лет, хотя еще в 30-х годах этой идеей воспользовался проф. Э. Телье [190] для определения величины и направления магнитного поля в отдаленные эпохи, изучая остаточный магнетизм обожженных кирпичей и глиняных изделий, взятых из сохранившихся древних зданий.

Трудность осуществления идеи Кёнигсбергера заключалась в трудности определения возраста изверженных пород, которые обладали остаточным магнетизмом. Этим и объясняется то, что Телье обратился к изучению не изверженных пород, а обожженных кирпичей, для которых был известен возраст их обжига. Постановка вопроса значительно изменилась, когда было обнаружено наличие остаточной намагниченности в осадочных породах, возраст которых определяется гораздо надежнее.

Палеомагнитные исследования, произведенные за последние 10—15 лет в различных странах, привели к совершенно неожиданным выводам, открывающим новые горизонты в изучении явлений земного магнетизма как в теоретическом, так и практическом отношении.

Эти выводы, будучи в некоторых случаях дискуссионными, сводятся к тому, что магнитная ось Земли периодически меняла

свое направление и одновременно перемещалась относительно современного направления оси вращения Земли.

Теоретическое значение этих результатов заключается в том, что они ставят проблему строения Земли и ее развития совершенно по-новому. Практическое же значение состоит в возможности использования палеомагнитных данных для установления абсолютного возраста пород и корреляции осадочных толщ.

Поэтому палеомагнитные исследования, привлекая все большее внимание геофизиков, начинают занимать в настоящее время одно из основных мест в плане работ теоретической и практической геофизики.

Все учение об архео- и палеомагнетизме основано на предположениях, что магнитное поле всегда имело дипольный характер и что направление наблюдаемой естественной остаточной намагниченности однородных и изотропных пород соответствует направлению магнитного поля Земли, существовавшего в момент образования породы. Первое предположение основывается на том, что современное поле имеет дипольный характер, второе же — на законах намагничивания ферромагнитных тел, установленных лабораторными исследованиями, и на некоторых косвенных фактах, относящихся к наблюдениям остаточной намагниченности ферромагнитных образцов, намагниченных сотни и тысячи лет назад. Однако экстраполяция этих фактов на геологические эпохи встречает значительно больше возражений, чем сомнения в дипольности магнитного поля Земли.

Поэтому, для того чтобы всякие подозрения в справедливости выводов, получаемых из палеомагнитных исследований, отпали, необходимо решить три основных проблемы: проблему дипольности магнитного поля Земли, проблему устойчивости остаточной намагниченности горных пород и проблему отрицательной их намагниченности. Первая проблема решается теоретически, путем построения теории происхождения земного магнитного поля, последние две — как теоретически, так и экспериментально, путем постановки соответствующих опытов в лаборатории.

Вопрос о том, в какой момент происходит намагничивание пород и каким образом они сохраняют свою намагниченность в течение столь долгого времени, исчисляемого сотнями миллионов лет, изложен в гл. II второго тома. Здесь же остановимся на этом вопросе лишь вкратце, чтобы иметь представление о механизме намагничивания горных пород и возможности использования его для целей палеомагнетизма.

Основными носителями ферромагнитных свойств всех пород являются минералы: магнетит ( $\text{FeO} \cdot \text{Fe}_2\text{O}_3$ ), гематит ( $\text{Fe}_2\text{O}_3$ ), титаномagnetит ( $\text{FeO TiO}_2$ ) и пирротин ( $\text{Fe}_n \text{S}_{n+1}$ ). Наличие в том или ином количестве этих минералов делает породу в той или иной степени ферромагнитной.

Из изверженных пород наиболее магнитными, помимо чистого магнетита, являются основные и ультраосновные породы, к которым относятся: базальты, габбро, перидотиты, пироксены и др. Из осадочных — красноцветные свиты, некоторые песчаники, содержащие зерна магнетита.

Стабильная остаточная намагниченность изверженных пород приобретает главным образом, как показали обширные исследования в различных странах, в результате остывания их в земном поле от точки Кюри и выше до нормальной температуры. Такая намагниченность получила название *термоостаточной*  $J_{tr}$ , в отличие от *индуктивной*  $J_i$ , которая возникает при помещении ферромагнетика в то же поле при нормальной температуре.

Для горных пород  $J_{tr}$  значительно больше  $J_i$ , и отношение  $\frac{J_{tr}}{J_i}$  может достигать нескольких десятков. Этим и объясняется факт наличия сильных магнитных аномалий, которые не могли бы существовать, если бы породы были намагничены только индуктивно.

Осадочные же породы намагничиваются в момент их осаждения; при этом механизм намагничивания заключается в ориентации в направлении магнитного поля Земли мелких зерен ферромагнитных минералов (магнетит и др.), уже имевших термоостаточную намагниченность.

Под влиянием магнитного поля, будучи почти свободными в водном растворе, осаждаясь, они устанавливаются своей магнитной осью в направлении поля. Опыты с осаждением магнитных осадочных пород в лабораторных условиях, проведенные различными исследователями, подтвердили этот факт [145].

Таким образом, изверженные породы в момент их остывания, а осадочные породы в момент их осаждения, намагничиваясь в магнитном поле Земли, как бы запечатлевают его и доносят до наших дней, если сохраняют свое положение в пространстве. Помимо этого, некоторые породы могли получить свою намагниченность при своем химическом образовании, так как опыты показали [152], что при химических реакциях, происходящих в магнитном поле, вещество приобретает устойчивую остаточную намагниченность.

Вопрос об устойчивости термоостаточной намагниченности и намагниченности осадочных пород является для палеомагнетизма одним из краеугольных, так как, не имея уверенности, что порода за время, истекшее со дня ее образования, сохранила свою намагниченность, нет никакого смысла заниматься расчетами о величине и направлении магнитного поля в прошедшее время и делать из этого какие-либо выводы.

Какие же причины могут вызвать изменения в остаточной намагниченности? К числу их могут быть отнесены: изменения в химическом и структурном строении породы, вызывающие изменение в некоторых свойствах, тектонические нарушения, приводящие к изменению ориентации породы в пространстве, повторные нагревания породы, механические воздействия на нее — такие, как давление вновь образующихся слоев, сейсмические колебания и др., и, наконец, изменение величины и направления земного магнитного поля, которое может вызвать перемагничивание породы.

Поэтому вопросам устойчивости пород в магнитном отношении уделяется в настоящее время очень большое внимание со стороны физиков и геофизиков, и хотя окончательного ответа на это и не получено, тем не менее найдены некоторые критерии устойчивости, позволяющие с большой степенью достоверности утверждать, что данная порода действительно сохранила неизменную направление и большую часть своей намагниченности со дня своего образования. Таким критерием, например, по предложению Нагата, может служить отношение наблюдаемой величины остаточной намагниченности к величине термоостаточной, получаемой в лаборатории при остывании образца в магнитном поле Земли. Если это отношение лежит в пределах от 0,5 до 1,5, то породу можно считать стабильной.

Для осадочных пород критерием устойчивости может явиться совпадение направлений намагниченности  $J_n$  у образцов, взятых из различных мест складчатой породы, после того, как эти образцы будут приведены в горизонтальное положение [144].

## § 2. Методы палеомагнитных исследований

Палеомагнитные исследования в соответствии с теми задачами, которые стоят перед палеомагнетизмом, должны состоять в сборе материала в виде образцов горных пород датированного возраста, в измерении остаточной намагниченности образцов и расчете, по данным этих измерений, координат геомагнитного полюса, соответствовавшего той геологической эпохе, которой принадлежит испытываемый образец.

Из этого перечня следует, что перед тем, как приступить к отбору образцов, необходимо выбрать районы, хорошо известные в стратиграфическом отношении, и установить возраст каждого напластования горных пород по стратиграфической шкале с указанием не только отдела или эпохи, но и яруса. Такое определение должно производиться специалистом-палеонтологом, хорошо знающим данный район, так как от точности установления возраста зависят все выводы, получаемые из данных палеомагнетизма.

Помимо перечисленных видов исследований для решения многих вопросов палеомагнетизма необходимы подробные изучения магнитных свойств горных пород, методы которых изложены во втором томе «Земного магнетизма». Поэтому остановимся лишь на тех основных видах исследований, которые были указаны выше, с добавлением статистического метода расчета погрешности определения координат геомагнитных полюсов.

**1. Отбор образцов.** Образцы горных пород, отбираемые для палеомагнитных исследований, должны иметь маркировку, указывающую положение их в пространстве, которое они занимали в естественном залегании. Плоскостями, на которые наносится маркировка в виде прямых линий, служат: для слоистых пород, какими являются осадочные породы, плоскость, параллельная напластованию, для изверженных пород — плоскость горизонта. Если плоскость напластования не горизонтальна, то на ней наносится маркировочная линия в направлении наибольшего угла падения со стрелкой, указывающей сторону падения, и определяется угол падения  $i$ , т. е. угол между горизонтальной плоскостью и линией маркировки. При помощи горного компаса определяется магнитный азимут  $A_m$  плоскости, проходящей через линию маркировки.

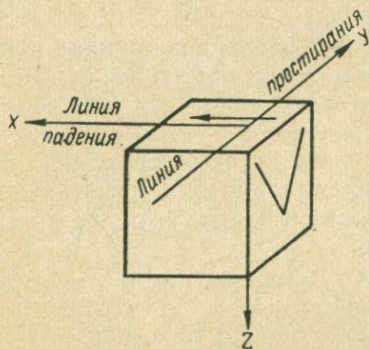


Рис. 65. Нанесение маркировки на образце.

После того как нанесена линия маркировки и определены углы  $i$  и  $A_m$ , образец при помощи молотка или пилы отделяется от породы, и ему придается изометрическая форма в виде кубика с тем, чтобы исключить влияние анизотропии размагничивающего фактора на естественную остаточную намагниченность образца. Способ нанесения маркировки показан на рис. 65.

Ориентировка образца в горизонтальной плоскости по горному компасу возможна лишь для пород, остаточная намагниченность которых не превышает  $10^{-4}$  СГС. Для пород более магнитных, каковыми в большинстве случаев являются изверженные, ориентировка производится относительно географического меридиана, при помощи астрономических наблюдений, т. е. определяется астрономический азимут  $A_a$ .

**2. Определение направления вектора естественной остаточной намагниченности  $J_n$ .** Направление вектора  $J_n$  относи-

тельно граней кубика производится путем измерения трех составляющих  $J_n$ , параллельных осям куба. Методы измерения описаны в гл. XI второго тома.

Положим, что одна из осей куба  $x$  направлена вдоль ребра  $ab$  (рис. 66), а вектор  $J_n$  занимает в пространстве положение, параллельное  $aJ_n$ . Тогда составляющие его по осям  $x$ ,  $y$  и  $z$  будут:

$$J_{nx} = J_n \sin i_0 \cos \alpha, \quad J_{ny} = J_n \sin i_0 \sin \alpha, \quad J_{nz} = J_n \cos i_0,$$

где  $i_0$  — угол, составляемый  $J_n$  с осью  $z$ , и  $\alpha$  — проекцией  $J_n$  на горизонтальную плоскость с осью  $x$ .

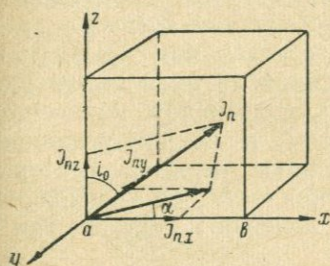


Рис. 66. К определению величины и направления вектора  $J_n$ .

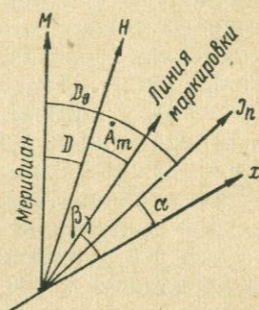


Рис. 67. К определению направлений  $J_n$ .

Исключая из этих уравнений  $J_n$ , получим

$$\operatorname{ctg} i_0 = \frac{J_{nz}}{\sqrt{J_{nx}^2 + J_{ny}^2}}, \quad \operatorname{tg} \alpha = \frac{J_{ny}}{J_{nx}}.$$

Обозначим через  $D_0$  угол, составляемый вектором  $J_n$  с астрономическим меридианом, а через  $I_0$  — с горизонтальной плоскостью. Нетрудно видеть (рис. 67), что

$$I_0 = i_0 - i, \quad \text{а} \quad D_0 = D + \beta - \alpha + A_m,$$

где  $D$  — магнитное склонение в точке, в которой производился отбор образца, а  $\beta$  — угол между осью  $x$  и линией маркировки, который может быть измерен.

Углы  $I_0$  и  $D_0$ , определяющие направление вектора остаточной намагниченности  $J_n$ , представляют собой не что иное, как магнитное наклонение и магнитное склонение древнего магнитного поля Земли, существовавшее в момент образования породы.

Время, протекшее с момента образования породы, может исчисляться от нескольких сот лет до нескольких сот миллио-

нов лет. За такие промежутки времени порода, помимо намагниченности  $J_n$  в момент своего образования, могла приобрести ряд дополнительных намагниченностей  $J$ , вызванных изменением направления магнитного поля Земли, магнитной вязкостью, температурным изменением и упругими воздействиями, а также под влиянием химических реакций.

Все эти виды намагниченности могли иметь различные направления, вследствие чего измеренные углы  $I_0$  и  $D_0$  могут не соответствовать тем, которые были в момент образования породы. Опыт показывает, что величина этих добавочных намагниченностей во многих случаях мала и менее устойчива по сравнению с первоначальной намагниченностью. Поэтому имеется возможность избавиться от нее путем частичного размагничивания образца. Такой метод, впервые предложенный Э. Телье [192], получил название *магнитной чистки*.

Для этого образец подвергают постепенному размагничиванию переменным полем с убывающей до нуля амплитудой, измеряя каждый раз углы  $I_0$  и  $D_0$  до тех пор, пока они не перестанут изменяться. Постоянство  $I_0$  и  $D_0$  при увеличении начальной амплитуды переменного поля является критерием того, что все посторонние намагниченности, не совпадающие по направлению с первоначальной, исчезли и образец как бы очистился от них.

**3. Определение направления магнитной оси земного поля.** Конечной целью архео- и палеомагнитных исследований является определение магнитного поля в различных точках земной поверхности, приуроченного к различным историческим или геологическим эпохам. Однако такая цель не только в настоящее время, но и в ближайшем будущем вряд ли может быть достигнута ввиду крайне скудного материала наблюдений. Поэтому в данный момент исследования ограничиваются нахождением лишь первого члена разложения Гаусса, т. е. нахождением поля, соответствующего полю диполя, расположенного в центре Земли.

Поле диполя определяется величиной и направлением его магнитного момента, однако величину магнитного момента из палеомагнитных измерений пока также еще не удастся определить ввиду того, что нам неизвестны не только условия, при которых происходит намагничивание породы, но и вся последующая история частичного намагничивания и размагничивания их. Поэтому и в первом члене разложения Гаусса приходится ограничиваться лишь нахождением направления магнитной оси, т. е. углов, которые составляла эта ось в прежние эпохи с современным положением оси вращения Земли и начальным меридианом (Гринвичским), т. е. определением географических координат магнитных полюсов.

Такое определение основано на предположении, что магнитное склонение  $D_0$  и магнитное наклонение  $I_0$ , найденные из измерений составляющих вектора остаточной намагниченности образцов горных пород, соответствуют направлению поля диполя. В таком случае по формуле для диполя

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{1}{2} \operatorname{tg} I_0$$

определяется угол  $\theta$  между магнитной осью диполя и направлением радиуса-вектора, проведенного из центра Земли к точке  $M$  наблюдения.

Зная угол  $\theta$ , из сферического треугольника  $PP_mM$  (рис. 68), в котором стороны  $PM = 90^\circ - \varphi$ ,  $PP_m = 90^\circ - \varphi_0$  и  $P_mM = \theta$ , где  $\varphi$  — широта точки  $M$  и  $\varphi_0$  — широта магнитного полюса  $P_m$ , по формулам сферической тригонометрии можно написать

$$\sin \varphi_0 = \sin \varphi \cos \theta + \cos \varphi \sin \theta \cos D_0, \quad (6.1)$$

$$\sin(\lambda_0 - \lambda) = \sin \theta \frac{\cos \varphi_0}{\sin D_0}. \quad (6.2)$$

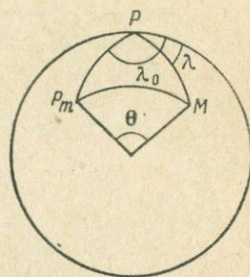


Рис. 68. К определению координат магнитного полюса.

При этом угол  $\lambda_0 - \lambda$  представляет собой разность долгот  $\lambda_0$  и  $\lambda$  точек  $M$  и  $P_m$ , а  $D_0$  угол  $PP_mM$ .

Первая из этих формул определяет широту магнитного полюса  $\varphi_0$ , а вторая — его долготу  $\lambda_0$ , так как  $\varphi$ ,  $\lambda$  и  $D_0$  нам известны.

Насколько такое определение соответствует действительности, можно видеть из рис. 69, на котором в стереографической проекции даны положения магнитных полюсов, вычисленные по формулам (6.1) (6.2) для ряда магнитных обсерваторий, и положение действительного геомагнитного полюса.

Магнитные полюса, определяемые по формулам (6.1) и (6.2) из наблюдаемых значений  $D_0$  и  $I_0$ , получили название *виртуальных полюсов*.

Рисунок показывает, что расхождения в местоположениях действительного геомагнитного полюса и виртуальных полюсов достигают по широте  $20^\circ$ . Такие расхождения вполне закономерны, так как наблюдаемые значения  $D_0$  и  $I_0$  могут значительно отличаться от дипольных значений из-за влияния как местных, так и материковых аномалий. Однако при рассмотрении рис. 69 бросается в глаза почти равномерный разброс виртуальных полюсов вокруг геомагнитного полюса, подчиняющийся закону случайного распределения, и среднее поло-

жение виртуальных полюсов, вычисленное по правилам векторного сложения, очень мало отличается от действительного положения геомагнитного полюса.

Это обстоятельство и дает возможность, несмотря на наличие аномалий в каждой точке земной поверхности, определять

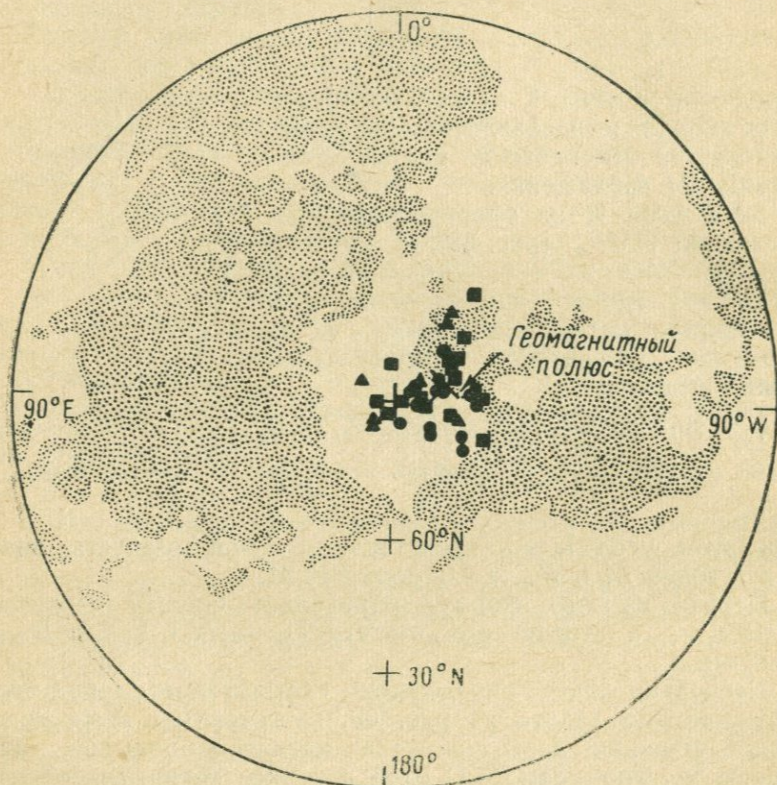


Рис. 69. Расположение геомагнитного и «виртуальных» полюсов.

истинные положения геомагнитных полюсов в прошедшие геологические эпохи. Для этого необходимо лишь производить такие определения по разновозрастным образцам, взятым в различных точках земной поверхности. Однако под разновозрастными породами в геологии понимаются породы с отклонением в ту или другую сторону на десятки, а иногда и сотни тысяч лет, и поэтому разновозрастные породы могут отличаться по своему происхождению на такой же промежуток времени. Но за десятки тысяч лет вековой ход может совершенно изменить направление земного поля, и породы, отличающиеся по возрасту на 10 тыс. лет, могут иметь совершенно различную

намагниченность по направлению. Таким образом, на отклонения  $D$  и  $I$  от дипольных значений, вызванные наличием аномалий, будет накладываться отклонение, вызванное вековым ходом. В этом случае разброс виртуальных полюсов, вычисленных из определений  $D$  и  $I$  по образцам, взятым из разных мест и имеющим разный возраст, должен отличаться от разброса, представленного на рис. 69, и среднее положение полюса может оказаться не соответствующим геомагнитному полюсу.

Чтобы определить влияние векового хода на вычисление среднего значения координат полюса, необходимо иметь данные о вековых изменениях  $D$  и  $I$  за длительный промежуток времени в различных точках земной поверхности. К сожалению, такие данные имеются за 400 лет только для одной лишь точки — Лондона ( $\varphi = 50^\circ$ ,  $\lambda = 0^\circ$ ) и за 200 лет — для нескольких точек (обсерватории Сянган, Кейптаун и Эссеншен).

Результаты наблюдений  $D$  и  $I$  для Лондона показаны на рис. 70 в виде графика, представляющего собой кривую, по которой происходило изменение  $D$  и  $I$  с 1580 по 1940 г.

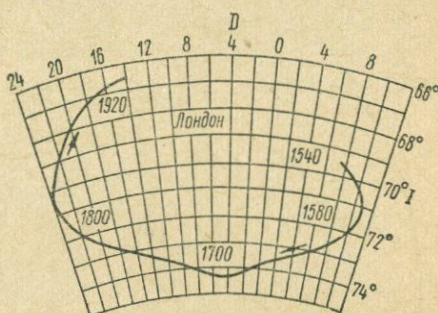


Рис. 70. Изменение  $D$  и  $I$  для Лондона.

Соответствующая кривая, вдоль которой происходило движение виртуального полюса, представлена на рис. 71. Как видно, эта кривая, характеризующая разброс виртуальных полюсов, носит также закономерный характер, однако в этом случае она имеет тенденцию окружить не географический, а геомагнитный полюс. Положение же геомагнитного полюса в соответствии с данными табл. 12 за промежуток в 400 лет должно измениться лишь по долготе и не более чем на  $15-20^\circ$ .

Отрезки кривых на рис. 71, построенные по точкам в виде треугольников, квадратов и ромбов, представляют путь виртуальных полюсов, соответствующих изменению склонения и наклонения на обсерваториях Сянган, Кейптаун и Эссеншен за последние 200 лет. Эти отрезки также указывают на стремление виртуальных полюсов двигаться вокруг геомагнитного полюса.

Эти факты дают основание предположить, что среднее положение геомагнитного полюса за промежуток времени, исчисляемый тысячелетиями, должно соответствовать географическому полюсу.

Эти факты дают основание предположить, что среднее положение геомагнитного полюса за промежуток времени, исчисляемый тысячелетиями, должно соответствовать географическому полюсу.

скому полюсу. Таким образом, если имеются образцы горных пород одного геологического возраста, взятые в разных местах земного шара, то среднее значение координат магнитного полюса, найденное из измерений направления вектора их остаточной намагниченности, должно с некоторой вероятностью соответствовать координатам географического полюса, имевшего место в ту или иную геологическую эпоху.

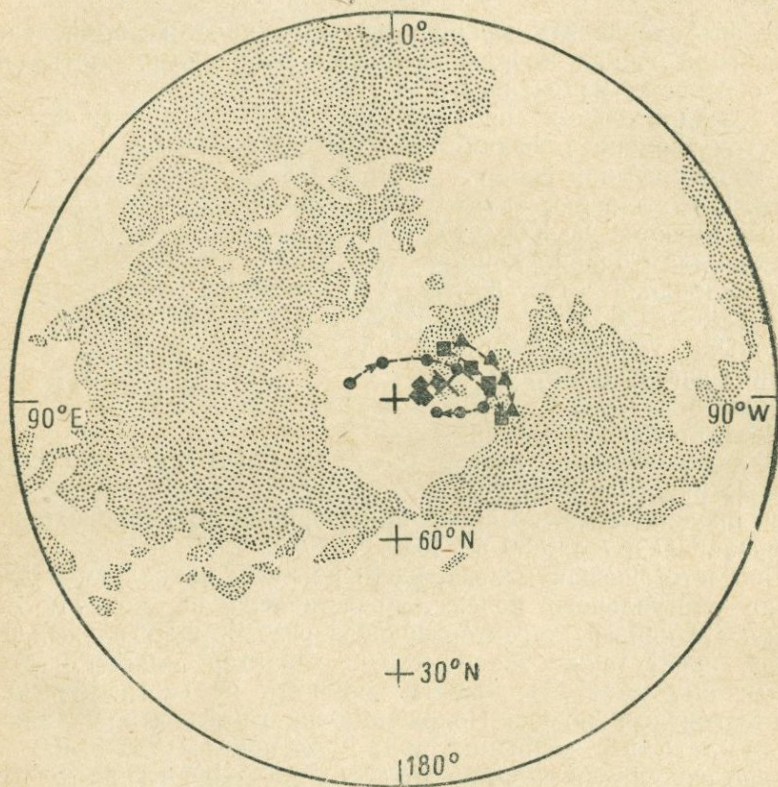


Рис. 71. Кривая перемещения „виртуального“ полюса для Лондона, Сянган, Кейптауна и Эссеншена.

**4. Оценка погрешности определения геомагнитных полюсов.** При любых измерениях или расчетах среднее значение измеряемой величины всегда получается с некоторой погрешностью, определяемой методами статистики. В данном случае обычные методы расчета, основанные на законе распределения Гаусса, не могут быть использованы, так как приходится

иметь дело не со скалярными величинами, а с векторными и определять погрешность в направлениях вектора.

Статистический метод обработки палеомагнитных данных, позволяющий оценить погрешность результатов определения геомагнитных полюсов, был развит Фишером [136] и получил широкое применение в палеомагнитных исследованиях.

Положим, что имеется  $N$  ориентированных разновозрастных образцов, у которых путем измерений определены углы  $D_i$  и  $I_i$ , составляемые вектором остаточной намагниченности  $\mathbf{J}_{ni}$  с географическим меридианом и горизонтальной плоскостью. Тогда каждому вектору  $\mathbf{J}_{ni}$  на сфере единичного радиуса будет соответствовать точка, определяемая углами  $D_i$  и  $I_i$ , а всего таких точек на сфере будет иметься  $N$ . Среднее положение этих точек определяется координатами  $D_{cp}$  и  $I_{cp}$ , которые находятся путем арифметического осреднения координат всех точек, т. е.

$$x = \sum_{i=1}^n \cos I_i \cos D_i, \quad y = \sum_{i=1}^n \cos I_i \sin D_i, \quad z = \sum_{i=1}^n \sin I_i,$$

и вычисляется по формулам:

$$I_{cp} = \arcsin \frac{z}{(x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}}, \quad D_{cp} = \arctg \frac{y}{x}.$$

Статистика Фишера требует, чтобы распределение точек на сфере, соответствующих векторам  $\mathbf{J}_{ni}$ , удовлетворяло следующим условиям:

1) точки должны быть расположены симметрично относительно их среднего положения;

2) плотность точек  $\rho$  должна уменьшаться от средней точки с увеличением углового расстояния  $\psi$  по закону:

$$\rho = CN e^{K \cos \psi},$$

где  $K$  — параметр, определяющий кучность точек вокруг среднего положения, т. е. чем больше  $K$ , тем теснее они располагаются вокруг этого положения; при  $K=0$  плотность становится постоянной, и распределение получается равномерным по всей поверхности шара, — поэтому параметр  $K$  получил название *кучности*.

Постоянная  $C$  находится из условия, что число всех точек на поверхности должно быть равно  $N$ , т. е.

$$N = \int_S \rho dS = CN \int_{\psi=0}^{\pi} \int_{\varphi=0}^{2\pi} e^{K \cos \psi} \sin \psi d\varphi d\psi,$$

откуда

$$C = \frac{K}{4\pi \operatorname{sh} K}.$$

Фишер нашел, что если  $K > 3$ , то его можно определять по формуле

$$K = \frac{N-1}{N-R},$$

где  $R = (x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{1}{2}}$ .

При этих условиях погрешность, с которой определяется среднее положение полюса, может характеризоваться окружностью, проведенной на сфере из средней точки угловым радиусом  $\psi_0$ , определяемым формулой

$$\cos \psi_0 = 1 - \frac{N-R}{R} \left[ \left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{1}{N-1}} - 1 \right], \quad (6.3)$$

где  $1-p$  — вероятность того, что среднее положение полюса лежит внутри круга радиуса  $\psi_0$ , который носит название *радиуса доверия*, а сама окружность — *круга доверия*.

В палеомагнетизме  $p$  обычно принимается равным 0,05, т. е. имеется один шанс из двадцати, что среднее положение полюса лежит вне круга доверия.

В тех случаях, когда распределение векторов  $\mathbf{J}$  на поверхности сферы не подчиняется фишеровскому распределению (6.3), мерой точности может служить, по предложению Ватсона [205], среднеквадратичное значение угловых расстояний векторов  $\mathbf{J}_{ni}$ , т. е.

$$\psi_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{\sum \psi_i^2}{N}}. \quad (6.4)$$

Приближенно эта формула может быть заменена следующей

$$\psi_{\text{ср}} = \sqrt{\frac{2(N-R)}{N}}, \quad (6.5)$$

где  $N$  — число всех векторов;  $R$  — сумма проекций их на направление среднего вектора. Действительно, так как угол  $\psi_i = \frac{S_i}{r}$ , где  $S_i$  — длина дуги и  $r$  — радиус сферы, а дугу  $S_i$  можно заменить длиной хорды, то

$$S_i = \sqrt{2r^2 - 2r \cos \psi_i} = r \psi_i.$$

Подставив это значение  $\psi_i$  в уравнение (6.4), мы и получим (6.5).

**5. Результаты палеомагнитных исследований.** Многочисленные исследования, имевшие место в течение последних пятнадцати лет (достаточно сказать, что число работ в области палеомагнетизма за эти годы исчисляется сотнями), привели к обнаружению таких фактов и явлений, которые, как указывалось выше, не только

меняют наши представления о природе земного магнетизма, но и затрагивают воззрения в других областях геофизики.

Наиболее существенными из них являются три факта:

1. Магнитные полюса в течение всей геологической жизни непрерывно меняли свое положение относительно современного положения географических полюсов.

2. Направление остаточной намагниченности  $J_n$  горных пород меняется скачкообразно на  $180^\circ$ , в зависимости от их возраста.

Схематически это может быть представлено в виде диаграммы, изображенной на рис. 72, где по оси ординат отложен возраст пород, а по оси абсцисс — простирающие порода в горизонтальном направлении, стрелками же указано направление намагниченности  $J_n$ .

Из диаграммы видно, что помимо постепенного перехода вектора намагниченности от одного направления к другому, имеются резкие повороты на  $180^\circ$ . Принято называть направление  $J_n$  прямым, или положительным, если проекция его на вертикальную линию направлена вниз, и обратным, или отрицательным, если та же проекция направлена вверх. Установлено, что смена прямого направления  $J_n$  на обратное происходит через различные промежутки времени, закономерность изменения которых еще не выяснена.

3. Координаты магнитных полюсов, определяемые для одного и того же периода времени по образцам европейского, американского и австралийского происхождения, отличаются друг от друга, и это отличие тем больше, чем больше возраст пород.

Первый факт приводит к заключению, что ось вращения Земли также меняла свое направление относительно современного ее положения, оставаясь в то же время неизменной в пространстве, так как общий момент количества движения Земли без воздействия внешних причин не мог менять своего значения ни по величине, ни по направлению.

Такое заключение вытекает из соображений, что магнитная ось Земли должна совпадать с ее осью вращения, — соображений, которые основываются на физике электромагнитных явлений и которые будут рассмотрены в следующей главе. С этой точки зрения факт перемещения магнитных полюсов не ставит перед земным магнетизмом каких-либо новых проблем, так как находит

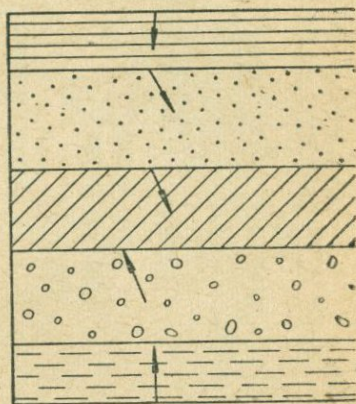


Рис. 72. Схема изменения направления  $J_n$  с возрастом пород.

свое простое объяснение в перемещении географических полюсов. Проблема возникает, когда приходится обращаться к явлению дрейфа географических полюсов, но в этом случае она относится уже к областям большой геофизики, геологии и астрономии.

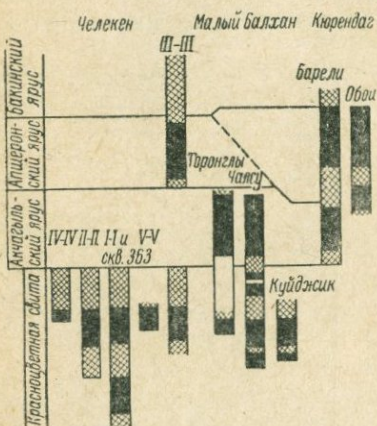
Второй факт — перемена знака в направлении намагниченности  $J_n$  горных пород — сам по себе наводит на мысль, что магнитное поле Земли периодически меняло свое направление на обратное, или, как принято говорить, происходила инверсия магнитного поля, что и вызывало намагничивание породы то в одном направлении, то в другом. Однако эта мысль встречает серьезные возражения ввиду возможности или самопроизвольного намагничивания пород в противоположном направлении, или же в перематничивании пород в течение их жизни — возражения, которые подтверждаются экспериментальными наблюдениями. Подробно этот вопрос рассматривается во втором томе, поэтому останавливаться на нем не будем.

Рис. 73. Чередование прямо и обратно намагниченных слоев в разрезах плиоценовых отложений Западной Туркмении (по А. Н. Храмову).

Несмотря на такие веские возражения, все же большинство наблюдаемых перемен знака  $J_n$  в горных породах не может найти объяснения в самопроизвольном их перематничивании. Так, чрезвычайно трудно было бы объяснить наблюдаемое чередование знака  $J_n$  у разновозрастных пород, залегающих в различных районах земного шара, удаленных на сотни и тысячи километров, одновременным их перематничиванием.

Примером может служить чередование прямо и обратно намагниченных слоев, наблюдавшееся А. Н. Храмовым [82] в разрезах плиоценовых отложений Западной Туркмении (рис. 73) и Т. И. Линьковой [52] в разрезах девонских отложений Средне-Русской впадины (рис. 74). Заштрихованными столбиками на рисунках показаны породы, имеющие прямую намагниченность, соответствующую современному направлению поля, черными — обратную. Высота столбиков пропорциональна мощности (толщине слоя) породы. Слева по оси ординат указан геологический возраст пород.

Расстояния между районами Челекен, Малый Балахан и Кюрендаг, указанными на рис. 73, составляют более сотни километ-



ров. Еще более убедительным примером является совпадение результатов А. Н. Храмова с результатами И. Хосперса [151], наблюдавшего чередование прямо и обратно намагниченных зон в 20-километровой вулканической толще Исландии четвертичного и неогенового возраста, представленной рядом базальтовых потоков. В этом случае расстояние между Западной Туркменией и

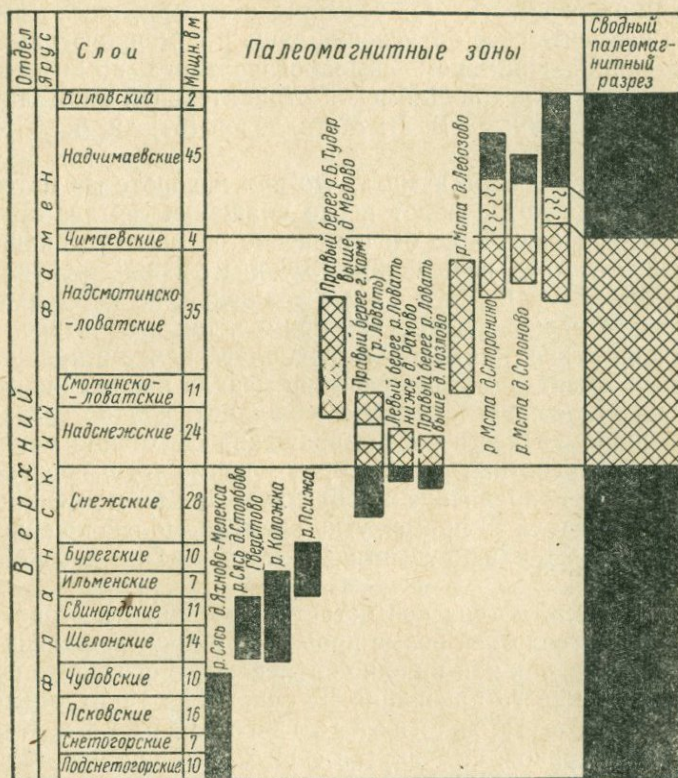


Рис. 74. Чередование прямо и обратно намагниченных слоев в разрезах девонских отложений северо-запада Русской платформы (по Т. И. Линьковой).

Исландией составляет уже тысячи километров, и чередование направлений  $J_n$  происходит в одном случае в осадочных породах, в другом — в кристаллических. Поэтому говорить здесь о случайном совпадении таких явлений, которые могли возникнуть одновременно вследствие самопроизвольного перемагничивания, очень трудно.

Таким образом, мысль об инверсии магнитного поля Земли остается не опровергнутой, тем более, что она находит свое объяснение в современной теории главного магнитного поля Земли. Как будет показано ниже, вихревые токи в жидком ядре могут иметь прямо противоположное направление, а тем самым создавать прямо противоположное поле.

Но вместе с тем имеется большое число случаев, когда обратная намагниченность  $J_n$ , особенно в изверженных породах, должна находить свое объяснение лишь в самопроизвольном намагничивании. Примером самопроизвольного намагничивания служат породы Ангаро-Илимской отрицательной аномалии, подробно исследованные В. В. Металловой [57] и А. А. Смеловым [69].

Не следует, однако, думать, что при повороте магнитной оси на  $180^\circ$  происходит поворот и оси вращения Земли, так как в этом случае происходило бы изменение ее момента вращения в два раза, что явно невозможно. Законы физики требуют лишь совпадения магнитной оси с осью вращения, но не ее направления, которое равновероятно как прямое, так и обратное.

Следовательно, приходится предполагать, что в продолжение всей своей жизни Земля непрерывно меняла положение оси вращения по отношению к системе координат, жестко связанной с земным шаром. Вместе с осью вращения синхронно меняла положение и магнитная ось, которая, кроме того, периодически изменяла свое направление на обратное. При этом смена направлений происходила за промежутки времени, малые по сравнению с продолжительностью существования того или иного направления  $J_n$ .

Третий факт до сих пор остается загадкой и ставит перед геофизикой и геологией новые проблемы о происхождении Земли и ее материков, так как ни одно объяснение этого факта не получило еще всеобщего признания. К одному из таких объяснений относится гипотеза континентального дрейфа, т. е. перемещения материков, выдвинутая еще А. Вегенером в 20-х годах текущего столетия [206]. В свете этой гипотезы породы, одновременно намагниченные на всем земном шаре в направлении земного поля, в дальнейшем изменяли свое положение в пространстве и тем самым изменили и направление остаточной намагниченности. Так как движение разных материков происходило по-разному, то и направление  $J_n$  на разных материках стало различным. Поэтому геомагнитные полюсы, вычисленные по образцам одного материка, не совпадут с полюсами, найденными по образцам другого материка. Поскольку дрейф материков нам неизвестен, то предугадать, насколько будут отличаться полюсы для различных материков, невозможно. Однако возможна обратная задача—по найденным полюсам в различные геологические

эпохи определить перемещение самих материков. Такая задача решалась различными авторами. Как пример такого решения на рис. 75 представлены расположения Африканского материка и Австралии по определениям Е. Ирвинга [154].

Однако при всем этом гипотеза континентального дрейфа встречает серьезные возражения со стороны многих геологов и поэтому нуждается в подтверждении со стороны других явлений.

Дискуссию по этому вопросу можно найти в работах П. Н. Кропоткина [48], сторонника континентального дрейфа, и В. В. Белоусова [10], противника такого дрейфа.

Результаты палеомагнитных исследований за период от появления первых из них вплоть до 1959 г. могут быть представлены в виде табл. 14, составленной А. Н. Храмовым, где помещены географические координаты северного виртуального магнитного полюса в различные геологические периоды и эпохи как средние значения, полученные путем статистической обработки данных определений различных авторов.

Число таких определений показано в таблице; при этом каждое из них получено в свою очередь как среднее из большего числа измерений  $J_n$  образцов горных пород. Таблица содержит отдельно данные, полученные из определений  $J_n$  по образцам европейского и отдельно американского происхождения. В табл. 14 представлены также результаты статистического анализа, проведенного А. Н. Храмовым, в виде радиуса круга доверия, который указывает пределы погрешности вычисленных значений координат виртуального полюса. В ней же указаны и направления остаточной намагниченности  $J_n$ , которые имели породы в данный период. Знак плюс обозначает прямую, а минус обратную намагниченность; оба знака указывают, что в данную эпоху имели место как прямая, так и обратная  $J_n$ .

Таблица, составленная А. Н. Храмовым, захватывает периоды от кембрия и силура до современной эпохи, примерно 400—450 млн. лет. Однако имеются определения по образцам более древ-

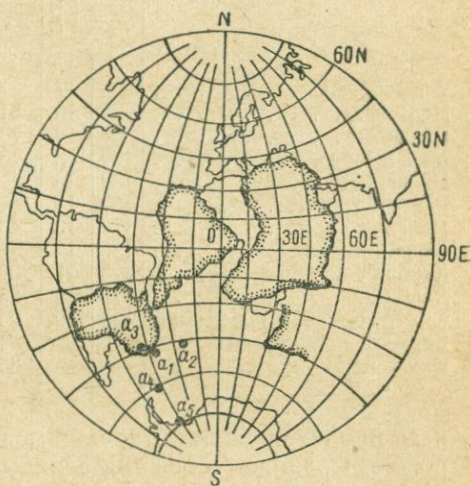


Рис. 75. Смещение южных материков по палеомагнитным данным (по Ирвингу).  
 $a_1 \dots a_5$  — пункты взятия образцов.

Таблица 14

Период, эпоха	Возраст в 10 <sup>6</sup> лет	Европа				Северная Америка				Наблюдаемая полярность
		Количество определений	Координаты палеомагнитного полюса		Радиус круга доверия $\varphi$	Количество определений	Координаты палеомагнитного полюса		Радиус круга доверия $\varphi$	
			$\Phi^\circ$	$\Lambda^\circ$			$\Phi^\circ$	$\Lambda^\circ$		
Антропоген . . . . .	—	17	87	193	2,7	8	84	156	5,1	} +
Неоген . . . . .	25	16	81	213	5,1	8	84	156	5,1	
Палеоген . . . . .	60	9	73	155	5,0	6	76	199	13,7	} +
Мел и юра . . . . .	100	8	73	153	17,9					
Поздний и средний триас . . . . .	130	6	59	157	20,9	11	73	89	13,5	} ±
Ранний триас . . . . .	150	13	54	156	4,9	3	52	108	18,4	
Поздняя пермь . . . . .	170	13	45	164	4,7	10	46	114	5,1	} ±
Ранняя пермь . . . . .	185	14	42	165	6,2	10	40	110	7,2	
Карбон . . . . .	225	21	36	161	6,5	5	39	131	10,2	} ±
Девон . . . . .	275	10	35	159	6,5	1	—21	107	—	
Силур, ордовик и кембрий . . . . .	400	10	25	151	9,4	6	7	133	25,7	} ±
Верхний протерозой . . . . .	—	—	—5	234						
Нижний протерозой . . . . .	—	—	35	244			32	216		

него происхождения, относящимся к верхнему и нижнему протерозою. Средние значения этих определений, взятые из книги А. Н. Храмова [82], также помещены в таблицу, но без указания радиуса круга доверия.

Более наглядно те же результаты можно видеть на рис. 76, где изображен путь, по которому двигался северный полюс (геомагнитный, а следовательно, и географический) начиная с нижнего протерозоя и до наших дней, по данным европейских и американских пород. Все эти результаты позволяют сделать следующие заключения о магнитном поле Земли на протяжении ее жизни:

1. Начиная с неогена магнитное поле оставалось близким к современному, т. е. магнитная ось почти совпадала с современным направлением оси вращения. В то же время знак поля наиболее быстро менялся в эпоху неогена и палеогена. В среднем перемена знака, по данным А. Н. Храмова [82] и Хосперса [151], происходила через каждые 0,5 млн. лет.

2. Позднетретичный (плиоцен) и мезозойский периоды (мел, триас) характеризуются быстрыми движениями полюсов с одновременной переменой их знака.

3. В эпоху перми и карбона отмечается более устойчивое положение полюсов, но заметно отличающееся от современного.

4. Наибольшее удаление магнитного полюса от современного приходится на докембрийский период. Так, в период нижнего протерозоя северный полюс находился у берегов Северной Америки и за промежуток времени от этого момента до начала палеозойского периода (силур и кембрий) переместился

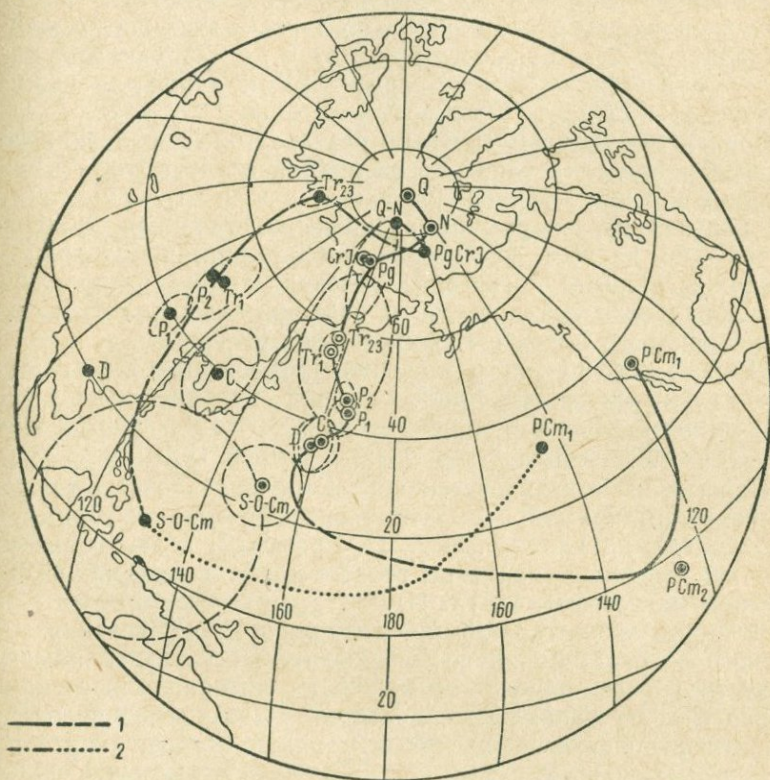


Рис. 76. Кривая перемещения геомагнитного полюса с нижнего протерозоя до наших дней по палеомагнитным данным.

— европейские данные; 2 — американские данные.

вдоль Тихого океана до берегов Японии. Однако скорость перемещения была невелика: промежуток времени, отделяющий нижний протерозой от девона, исчисляется в три-четыре сотни миллионов лет. Подробный анализ и сводку всех материалов палеомагнитных исследований можно найти в обзорных работах А. Кокса и Р. Дюелла [126], А. Г. Калашникова [42] и А. Н. Храмова [82].

Следует отметить, что выводы из палеомагнитных данных о перемещении географических полюсов находят свое подтверждение в палеоклиматических исследованиях М. Шварцбаха [83] и Ю. М. Шейнманна [84]. А. Н. Храмовым [80] были сопоставлены данные палеомагнитных и палеоклиматических исследований, которые дали следующие результаты: разница в положениях северного полюса, по данным этих исследований, составляет по дуге большого круга от 6 до 27°. Так, для плиоцена и палеогена — 6°, для перми — 21° и лишь для нижнего протерозоя — 27°.

Совпадение палеомагнитных результатов с палеоклиматическими в пределах таких погрешностей следует считать чрезвычайно хорошим, так как результат тех и других исследований получен из совершенно различных источников. В первом случае — по данным физических наблюдений, во втором — на основании климатологических исследований: расположения экваториального пояса рифов в различные эпохи [83] и положения аридного пояса в Европе и Азии [84].

Помимо того научного значения, которое имеют результаты палеомагнитных исследований, они еще находят чрезвычайно важное применение и в практических вопросах, выдвигая новые методы геофизических исследований земной коры.

Первым из них является корреляция осадочных толщ по наблюдениям прямой и обратной намагниченности горных пород — метод, предложенный А. Н. Храмовым и нашедший уже свое применение в практике геологических исследований (см. «Земной магнетизм», II, гл. II).

Второй, наиболее важный, — возможность определения абсолютного возраста пород по наблюдениям остаточной намагниченности горных пород — возможность, которая появится, как только будет установлено с достаточной точностью положение магнитных полюсов в различные моменты истории нашей планеты, выраженные в числе лет, протекших от момента образования породы до наших дней. В этом случае, измеряя направление остаточной намагниченности образца горной породы и вычисляя по нему координаты магнитного полюса, мы тем самым можем определить и ее возраст, если сравним результаты вычислений с табличными данными, подобными тем, которые помещены в табл. 14. В настоящее время такой возможности еще не имеется, так как моменты образования пород определяются лишь в масштабах геологических эпох, и число определений виртуальных полюсов еще слишком мало, чтобы исключить те помехи, о которых было указано выше (влияние местных и материковых аномалий, вековых вариаций).

### § 3. Результаты археомагнитных исследований

Начало археомагнитных исследований было положено Е. Телье [190] задолго до того, как стали развиваться работы по палеомагнетизму. Собственно говоря, палеомагнетизм является естественным продолжением работ по археомагнетизму, результаты которого потребовали расширения исследований на более отдаленные эпохи. Действительно, когда стали известны результаты определения магнитного поля для эпох, удаленных от нашей эры более чем на 2000 лет, результаты, которые не вызывали сомнений, появилось стремление распространить этот метод для таких же определений на более ранние периоды жизни нашей планеты. В этом случае пришлось лишь обратиться к измерениям остаточной намагниченности горных пород, возраст которых, как указывалось выше, определяется геологическими методами.

Принципиальных отличий в археомагнитных и палеомагнитных исследованиях нет, но особенность первых заключается в том, что объектами их являются изделия человеческих рук (кирпичные здания, глиняная посуда), датированные археологическими методами. Помимо этого, археомагнитные исследования дают возможность определять не только направление магнитного поля, но и его напряженность. Объясняется это тем, что промежуток времени, в течение которого объекты археомагнитных исследований сохранили свою намагниченность, ничтожно мал по сравнению с длительностью жизни горных пород. Поэтому можно с большой степенью вероятности считать, что естественная остаточная намагниченность этих объектов не изменила существенным образом свою первоначальную величину. Такое утверждение вытекает, во-первых, из того, что магнитное поле Земли за это время менялось незначительно и по величине и по направлению, а, во-вторых, объекты исследования (кирпичи старинных зданий) оставались в строго неизменном положении. В самой методике археомагнитных исследований, проводимых Е. и О. Телье [193], также имеется некоторое различие, по сравнению с палеомагнитными исследованиями, которое заключается в более тщательной маркировке образцов (определение географического меридиана производится астрономическим методом с точностью до 1') и в способе магнитной чистки. В то время как при палеомагнитных исследованиях «чистка» производится при помощи частичного размагничивания переменным полем (см. «Земной магнетизм», II, гл. II), при археомагнитных исследованиях она ведется путем нагревания до 60—100° и последующего затем охлаждения в земном поле, а также действием на образец земного магнитного поля в течение двух недель в одном направлении и в течение такого же периода — в противоположном.

Метод определения напряженности магнитного поля  $H_T$  в отрезке эпохи заключается в измерении естественной остаточной намагниченности  $J_n$ , свободной от вязкой и парциальной намагниченности, и в измерении термоостаточной, полученной после нагревания образца до температуры точки Кюри и охлаждения в поле, при котором термоостаточная намагниченность  $J_{tr}$  получается близкой к естественной  $J_n$ . Тогда, пользуясь законом пропорциональности между термоостаточной намагниченностью и напряженностью  $H$ , при которой она получается, можно написать

$$\frac{H_T}{H} = \frac{J_n}{J_{tr}}$$

Археомангнитные исследования Е. и О. Телье, произведенные в течение более двадцати последних лет, ограничивались районами Франции и северных берегов Африки. Результаты этих исследований, опубликованные одновременно в работах [72] и [193] с подробным изложением всей методики, сводятся к табл. 15, которая дает значения наклона  $I$  и напряженности поля  $H_T$  в различные эпохи с указанием пунктов, в которых отбирались образцы.

Таблица 15

Пункт	Эпоха	$I$	$H_T$ , э	Характер измерений
Париж . . . . .	1955 г.	64°36'	0,464	Прямые в обсерватории
" . . . . .	1930 г.	64 35	0,454	То же
" . . . . .	1885 г.	65 19	0,463	То же
" . . . . .	1848 г.	66 45	0,471	Прямые суммарные
Версаль . . . . .	1750 г.	74 0	0,48	Археомангнитные
Лиль . . . . .	1460 г.	63 0	0,56	"
Париж (Клюни) . . . . .	200	62 15	0,70	"
Базель . . . . .	175	63 30	0,73	"
Фрежю . . . . .	25	60 30	0,65	"
Карфаген . . . . .	-146	58 0	0,71	"
" . . . . .	-600?	—	0,76	"

В таблицу включены также данные обсерваторских наблюдений для Парижа с целью сопоставления их с археомангнитными измерениями.

В табл. 16 помещены значения отношений  $\frac{H_T}{H}$ , полученные

Е. и О. Телье для различных образцов одного и того же пункта, по которым можно судить о точности определения  $H_T$ .

Таблица 16

Местонахождение образцов (кирпичей)			
Клюни (Париж)		Амфитеатр во Фрежю	
серии наблюдений	$H_T/H$	серии наблюдений	$H_T/H$
11-я	1,14	0	1,56
12-я	1,79	7-я	1,76
13-я	2,03	8-я	1,45
14-я	1,87	9-я	1,64
15-я	1,68	10-я	1,80
16-я	1,60	11-я	1,31
		12-я	1,72
		13-я	1,57
		14-я	1,61
		15-я	1,57
		16-я	1,60
Средн. . . . .	1,69	Средн. . . . .	1,60

Средняя квадратичная погрешность для Клюни составляет 13%, а для Фрежю 2%, что соответствует точности определения  $H_T$ : для первого пункта  $\Delta H_T = 0,09$  э, а для второго  $\Delta H_T = 0,02$  э.

Табл. 15 показывает, что начиная с эпохи Пунических войн (—600 лет) до середины XVIII века наклонение в районе Средиземного моря непрерывно увеличивалось от 58 до 74°, а затем начало уменьшаться, достигнув к настоящему моменту 64°. Напряженность поля  $H_T$  в первые 800 лет (от —600 г. до 200 г.) оставалась почти неизменной, имея значение  $H_T$  более чем в полтора раза больше современного. Затем, в следующие 1000 лет, она уменьшилась почти на 20% и продолжала далее постепенно уменьшаться до современного значения. Чтобы судить о том, является ли это следствием изменения общего магнитного момента Земли или же вызвано локаль-

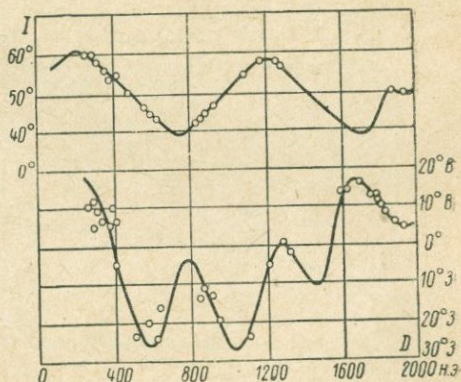


Рис. 77. Склонение и наклонение геомагнитного поля в Японии в прошлом по археомантным данным (по Ватанабе).

ным изменением токов в ядре, необходимы подобные измерения в других частях земного шара. К таким измерениям следует отнести измерения Ватанабе [204], который исследовал образцы очагов и печей в Японии и сравнил эти измерения как с прямыми наблюдениями, так и с палеомагнитными измерениями лавовых

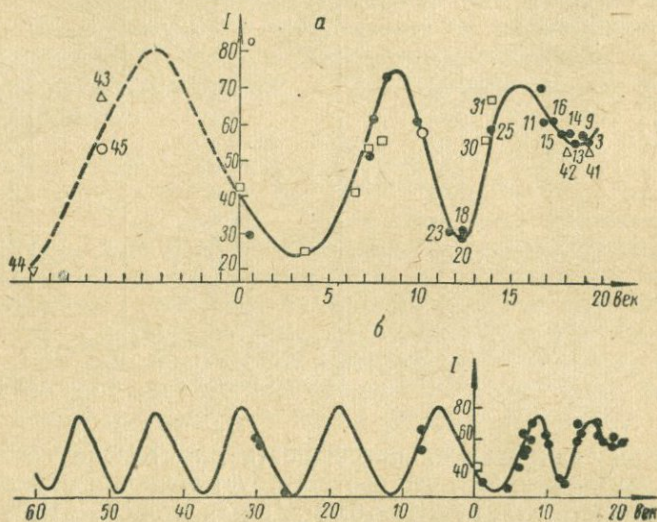


Рис. 78. Изменение наклоения в прошлые исторические эпохи (по С. П. Бурлацкой).

*a* — результаты собственных наблюдений; *б* — кривая изменения наклоения в течение 80 веков.

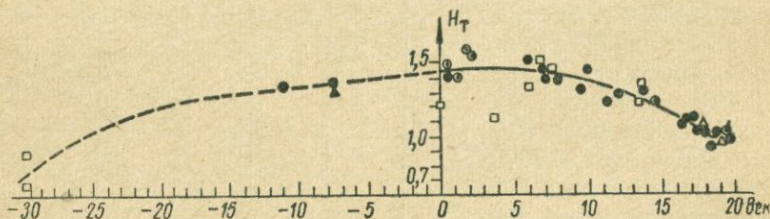


Рис. 79. Изменение напряженности геомагнитного поля в прошлом.

потоков. Однако его исследования ограничивались лишь измерением склонения и наклоения. Результаты их представлены на рис. 77, где даны изменения  $D$  и  $I$  за период с начала нашей эры до наших дней с указанием пределов, внутри которых лежали измерения.

Эти кривые трудно сопоставить с результатами Е. и О. Телье, так как склонение и наклонение в таких районах, как Франция и Япония, меняются с течением времени по разным законам. Отождествлять же можно лишь те величины, которые имеют общую закономерность в своем изменении и к которым относится магнитный момент Земли.

В Советском Союзе археомагнитные исследования начались лишь в самые последние годы в Институте физики Земли АН СССР на образцах печей и очагов Грузии [24—28].

Результаты этих исследований представлены на рис. 78 и 79, которые дают значения напряженности магнитного поля и наклонения в различные исторические эпохи.

На рис. 78 представлены результаты собственных наблюдений авторов этих исследований (*a*) и результаты экстраполяции на более отдаленные эпохи (*b*), произведенной на основании данных исследований Японии и подтвержденной собственными наблюдениями для отдельных точек кривой (на рис. 78, *a* они представлены в виде квадратиков).

Кривые на рис. 78 показывают, что наклонение в Закавказье в течение последних 50 веков колебалось периодически от 30 до 60° с периодом около 1000 лет, в то время как напряженность магнитного поля Земли  $H_T$  за этот же промежуток времени не совершила ни одного колебания, достигнув лишь максимума в начале нашей эры, почти вдвое превышающего значения поля в настоящий момент.

## ГЛАВА VII

### ФИЗИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ ГЛАВНОГО МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

#### § 1. Гипотезы о происхождении магнитного поля Земли

Теория Гаусса, являясь формальной, не могла, да и не имела цели дать ответ на вопрос о причинах намагниченности земного шара. Задачей ее было нахождение закономерности в распределении элементов земного магнетизма, что представляло лишь первый и необходимый шаг в изучении природы магнитного поля Земли, так как построение каких-либо теорий и гипотез невозможно без установления таких закономерностей.

Поэтому по мере того как происходило углубление и расширение наших знаний относительно явлений земного магнетизма, возникла потребность в физическом истолковании этих явлений и объяснении причин земного магнетизма.

Однако несмотря на относительно большой объем сведений по распределению элементов земного магнетизма на поверхности Земли и наличие большого числа теоретических исследований, вопрос о происхождении земного магнетизма до сего времени остается нерешенным. Вплоть до последнего десятилетия не было ни одной гипотезы и ни одной теории, которые удовлетворительно объяснили бы постоянный магнетизм земного шара, и лишь за последние годы в науке о земном магнетизме установилась более или менее приемлемая теория, основанная на гипотезе вихревых токов в ядре.

Перечислять все высказанные гипотезы и теоретические построения в этом направлении не имеет смысла, так как это заняло бы слишком много места и ничего не дало бы для понимания явлений земного магнетизма; в громадном большинстве все эти гипотезы носят спекулятивный характер и требуют новых гипотез и объяснений. Поэтому, не перечисляя всех, остановимся на некоторых из них, чтобы иметь представление об их характере и показать в качестве примера, в чем заключается их несостоятельность.

Все существующие теории и гипотезы о причинах земного магнетизма можно разделить на две основные группы: гипоте-

зы, имеющие в своем основании законы физики, установленные экспериментально из наблюдений на земной поверхности, и гипотезы, основанные на отказе от этих законов и предположении о существовании для земного шара как космического тела особых законов, отличных от обычных.

Основными фактами земного магнетизма, установленными наблюдениями, являются: приблизительно однородная намагниченность земного шара и близкое совпадение магнитной оси земного шара с осью вращения. Естественно, что все теории стремились в первую очередь объяснить однородную намагниченность вдоль оси вращения.

Из числа теорий первой группы рассмотрим следующие: 1) теорию вращающихся зарядов, 2) теорию, основанную на гироскопическом эффекте Эйнштейна—Барнетта и 3) теорию дрейфтоков.

1. Теория вращающихся зарядов предполагает одновременное существование двух зарядов, разных по величине, но противоположных по знаку: одного—распределенного по всему объему Земли и другого—по ее поверхности.

Предположение о наличии какого-либо одного из зарядов противоречит опытным данным, так как наблюдения над градиентом электрического потенциала на поверхности дают величину для всего заряда Земли  $Q=5,4 \cdot 10^5$  кулон, тогда как для объяснения магнитного поля Земли потребовался бы заряд, в  $10^8$  раз больший.

При наличии же обоих зарядов электростатические поля их на поверхности взаимно уничтожаются, а магнитные поля, создаваемые каждым из них, по абсолютной величине оказываются разными. Поэтому при соответствующем выборе величины заряда  $Q$  магнитное поле может быть равным наблюдаемому магнитному полю. Эти заряды, принимая участие в суточном вращении Земли, образуют замкнутые токи, которые в свою очередь создают магнитное поле.

Не говоря уже о том, что при таком построении теория требует дополнительной гипотезы о причинах разделения зарядов, она остается совершенно неудовлетворительной и в том отношении, что противоречит принципу относительности, ибо наблюдатель на поверхности Земли, вращаясь вместе с зарядами, остается неподвижным относительно их.

2. В 1915 г. Барнетту [93] удалось экспериментально показать намагничивание стержня путем его вращения, исходя из предположения, высказанного Эйнштейном, что каждый атом ферромагнитного тела представляет собой гироскоп, который обладает кроме механического момента еще и магнитным, одинаковым с ним по направлению. Поэтому при вращении ферромагнитного стержня атомы-гироскопы будут иметь механиче-

ский момент, который стремится поставить ось по направлению оси вращения. Вследствие этого магнитные моменты примут одинаковое направление, и стержень намагнитится. При этом намагниченность стержня, по теории, должна быть эквивалентна намагниченности под действием поля, напряженность которого  $H$  определяется уравнением

$$H = 4\pi \frac{c m n}{e},$$

где  $\frac{e}{m}$  — отношение заряда электрона к его массе;  $n$  — число оборотов стержня в секунду;  $c$  — скорость света. Опыты Барнетта показали, что намагниченность  $J$  стержня получается очень близкой к теоретической, численно равной:

$$J = 1,5 \cdot 10^{-6} n \text{ СГС.}$$

Применяя эту формулу к земному шару, для которого  $n = \frac{1}{8,6} \cdot 10^{-4} \text{ сек}^{-1}$ , получаем для намагниченности Земли величину

$$J = 1,5 \cdot 10^{-6} \cdot \frac{1 \cdot 10^4}{8,6} = 1,9 \cdot 10^{-11} \text{ СГС.}$$

В действительности же эта величина, как мы видели, равна  $8,2 \cdot 10^{-2}$  СГС, т. е. почти в  $10^{10}$  раз больше. Таким образом, попытки объяснить намагничивание Земли гироскопическим эффектом также явно неудовлетворительны.

3. В основе теории дрейфтоков [148] лежит предположение о существовании свободных заряженных частиц внутри земного шара, возникающих благодаря наличию высоких температур. Если такие частицы будут двигаться в магнитном поле в направлении, перпендикулярном к полю, то, по законам электродинамики, перемещение их должно происходить по окружности, радиус которой  $r$  определяется из равенства центробежной силы и силы магнитной, т. е.

$$r = \frac{c m v}{H e},$$

где  $v$  — скорость движения частицы;  $m$  — ее масса;  $e$  — заряд;  $H$  — напряженность магнитного поля. Если, кроме того, на частицы действует сила тяжести в направлении, перпендикулярном к магнитному полю и скорости  $v$ , то движение будет происходить в направлении скорости  $v$  петлеобразно по трохоидам и частицы, следовательно, получают поступательное движение (дрейф) в направлении, перпендикулярном магнитному полю и силе тяжести. Так как положительные и отрицательные частицы под действием магнитного поля движутся в противоположных на-

правлениях, то и дрейф их под действием силы тяжести будет также происходить в противоположных направлениях.

Такой процесс движения заряженных частиц будет эквивалентен электрическому току, который и явится источником магнитного поля, наблюдаемого на Земле. Однако для возможности такого движения необходимо наличие небольшого первоначального магнитного поля, которое, по мнению авторов этой гипотезы, обязано своим происхождением гравитационному разделению зарядов внутри тела. Более легкие заряды — отрицательные — распределяются ближе к поверхности, более тяжелые — положительные — ближе к центру Земли. Принимая участие в суточном вращении Земли, эти заряды и дают то начальное магнитное поле, которое необходимо для возникновения дрейфов. В дальнейшем при образовании дрейфтоков магнитное поле начнет усиливаться и тем самым регенеративно усиливает дрейфтоки и магнитное поле. Основным недостатком этой гипотезы является то, что она не предусматривает механизмов, ограничивающих регенеративное возрастание магнитного поля, которое, как показывают вычисления, должно продолжаться непрерывно до бесконечности.

Из второй группы теорий остановимся на следующих: 4) гипотезе Шломки и Сванна и 5) гипотезе Блекетта.

4. Теория вращающихся зарядов не дает объяснения разделению зарядов внутри Земли. Чтобы преодолеть эту трудность, Шломки [178] и Сванн [187] пытались построить теорию на измененных законах электродинамики, предполагая, что закон Кулона о взаимодействии электрических зарядов является верным лишь в первом приближении и должен быть заменен более общим. Шломки предложил следующие выражения, заменяющие собой закон Кулона:

$$f_{++} = (1 + \alpha) \frac{q_+ q_+}{r^2}, \quad f_{--} = (1 + \beta) \frac{q_- q_-}{r^2}, \quad f_{+-} = \frac{q_+ q_-}{r^2},$$

где  $\alpha$  и  $\beta$  — некоторые постоянные, т. е. вместо одного закона по теории Шломки действуют три: первый выражает взаимодействие между двумя положительными зарядами, второй — между двумя отрицательными и третий — между положительным и отрицательным. При наличии таких законов две электрические нейтральные частицы будут испытывать некоторое взаимодействие; кроме того, если  $\alpha$  не равно  $\beta$ , заряды внутри нейтрального тела должны быть смещены относительно друг друга и находиться на разных расстояниях от центра тела, — следовательно, при вращении такого тела должно возникать магнитное поле.

По теории Сванна, закон Кулона должен быть заменен следующими тремя:

$$f_{++} = f = \frac{q_+ q_+}{r^2}, \quad f_{+-} = (1 + \alpha) \frac{q_+ q_-}{r^2}, \quad f_{-+} = (1 - \beta) \frac{q_- q_+}{r^2},$$

т. е. взаимодействие между зарядами одного знака совпадает с обычным законом Кулона, а взаимодействия между разноименными знаками отличаются на множители  $(1 + \alpha)$  и  $(1 - \beta)$  и, следовательно, не подчиняются закону равенства действия и противодействия.

Теория Сванна приводит к тем же выводам, что и теория Шломки. Отождествляя взаимодействие между нейтральными частицами с ньютоновской силой всемирного тяготения, а магнитное поле, получающееся при вращении Земли, с наблюдаемым магнитным полем, Шломки и Сванну удалось выяснить значение постоянных коэффициентов  $\alpha$  и  $\beta$ . По теории Шломки они оказались следующими:

$$\alpha = -0,65 \cdot 10^{-19} - 0,4 \cdot 10^{-36}, \quad \beta = +0,65 \cdot 10^{-19} - 0,4 \cdot 10^{-36},$$

а по теории Сванна —

$$\alpha = 1,9 \cdot 10^{-19}, \quad \beta = -1,9 \cdot 10^{-19} + 7,8 \cdot 10^{-25},$$

— величины, которые на опыте проверены быть не могут.

Хотя теории Шломки и Сванна и не противоречат фактам в области земного магнетизма и дают объяснение его происхождению, однако это объяснение сводится к предположениям, которые в свою очередь требуют новых обоснований. Задачей же всякой теории является сведение всех наблюдаемых фактов, кажущихся на первый взгляд непонятными, к фактам и законам, уже известным и являющимся для нас привычными. Если какое-либо новое явление не подходит ни под одно из известных законов, то оно дает начало к установлению новых закономерностей, которые в дальнейшем проверяются опытом. В данном случае авторы, исходя из убеждения, что явления земного магнетизма не могут быть объяснены на основе обычных законов электродинамики, пытаются установить новые необычные для нас законы природы. Однако до тех пор, пока эти законы остаются справедливыми только для объяснения одного факта земного магнитного поля и не могут быть проверены на других явлениях, они остаются искусственной гипотезой, пытающейся одно загадочное явление свести к другому, не менее загадочному.

5. Ввиду того, что ни одна из теорий, основывающихся на тех или иных физических явлениях, происходящих внутри Земли, не в состоянии дать объяснение о происхождении земного магнитного поля, не приходя к противоречию с другими физическими явлениями, уже давно возникла мысль — не является ли магнитное поле Земли следствием вращения ее вокруг своей

оси, подобно тому как вращающийся заряд вызывает появление магнитного поля.

В 1947 г. П. М. Блекетт [16] высказал предположение, что независимо от наличия зарядов в теле всякое вращающееся тело должно обладать магнитным моментом  $M$ , пропорциональным его механическому моменту  $P$ , т. е. формулировал новый закон природы, не связанный с обычными законами электродинамики.

Связь между  $M$  и  $P$ , по Блекетту, определяется формулой

$$M = \beta \frac{\sqrt{k}}{2c} P,$$

где  $k$  — постоянная тяготения;  $c$  — скорость света;  $\beta$  — числовой коэффициент порядка 0,25.

Основанием для такого высказывания послужил тот факт, что отношение магнитного момента к моменту вращения у трех небесных тел — Земли, Солнца и Звезды 78 в созвездии Девы — оказалось примерно одним и тем же, а именно:

$$\text{для Земли } \frac{M}{P} = 1,11 \cdot 10^{-15},$$

$$\text{для Солнца } \frac{M}{P} = 0,79 \cdot 10^{-15},$$

$$\text{для Звезды 78 } \frac{M}{P} = 0,81 \cdot 10^{-15}.$$

Если бы гипотеза Блекетта была правильной, т. е. выражала бы истинный закон природы, то проблема земного магнетизма была бы в основном решена, так как объяснение неравномерности намагниченности, а также отклонение магнитной оси от оси вращения следовало бы искать в неоднородности строения земного шара и наличии в нем ферромагнитных пород и электрических токов. Вот почему гипотеза Блекетта в той форме, в какой она была высказана, вызвала большой интерес не только среди магнитологов, но и среди физиков и астрономов. Поэтому в последующие годы появился целый ряд работ теоретического и экспериментального характера для подтверждения гипотезы Блекетта.

Непосредственное доказательство наличия магнитного поля у вращающихся тел встречает большие затруднения ввиду чрезвычайно малой величины напряженности создаваемого ими поля. Так, для получения магнитного поля напряженностью в сотые доли гамм потребовалось бы вращать медную сферу радиусом в 10 м со скоростью 10 об/мин.

Необходимо отметить, что мысль о наличии магнитного поля у вращающихся тел зародилась задолго до того, как была высказана гипотеза Блекетта, и значительно раньше, чем были произведены опыты Барнетта.

Первая попытка экспериментального обнаружения магнитного поля у вращающихся тел была произведена в 1911 г. великим русским физиком П. Н. Лебедевым, который в своих опытах вращал кольцо диаметром в 6 см со скоростью 5—6 тыс. *об/сек* и измерял магнитное поле при помощи чувствительного магнитометра [50]. Опыты дали отрицательный результат, хотя теоретический расчет, сделанный на основании гипотезы вращающихся зарядов, показал, что чувствительность магнитометра вполне достаточна для обнаружения ожидаемых полей. Отрицательный результат этих опытов не заставил отказаться П. Н. Лебедева от их продолжения, так как, по его мнению, «указанными двумя гипотезами не исчерпывается возможная связь движения материи с образованием магнитных полей, которую мы наблюдаем в случае солнечных пятен и явлений нормального геомагнетизма. Другие гипотезы, которые могут быть сделаны относительно этой связи и которые достаточны для объяснения магнитных сил очень больших движущихся масс, заставляют ожидать, что при условиях и размерах описанных выше опытов могут возникнуть только очень слабые магнитные поля, которые не могут быть обнаружены магнитометрически; для проверки этих гипотез самую схему опытов надо изменить, чтобы получить достаточную чувствительность измерений, во много раз большую той, которой можно пользоваться в описанных выше предварительных исследованиях».

Опыты П. Н. Лебедева были повторены в более крупном масштабе в 1928 г. В. Сваном и А. Лонгаком [188], которые вращали медную сферу диаметром 20 см с угловой скоростью 1256 *рад/сек* (200 *об/сек*). Измерение напряженности поля производилось магнитометром с ценой деления  $10^{-4}$  *э/дел*. Опыты показали, что в пределах указанной цены деления никакого поля не наблюдается, хотя теоретические расчеты, сделанные по формуле, предложенной Х. Вильсоном [207], давали величину  $H$  выше чувствительности магнитометра.

Формула Вильсона основана на гипотезе, что любая нейтральная частица массой  $M$ , движущаяся со скоростью  $v$ , должна создавать магнитное поле, которое имеет вид

$$H = \beta \frac{kM[v\mathbf{r}]}{r^3c}, \quad (7.1)$$

где  $k$  — постоянная тяготения;  $c$  — скорость света;  $\mathbf{r}$  — расстояние от массы  $M$  до точки, в которой рассматривается  $\mathbf{H}$ ;  $\beta$  — постоянный коэффициент, равный 0,3. Подстановка в эту формулу массы медной сферы и величины ее скорости, которые имели место в опытах Свана, дают значение  $\mathbf{H}$  на поверхности сферы более 1 э, т. е. на несколько порядков выше, чем цена деления магнитометра.

Однако эти результаты не остановили самого Блекетта вновь поставить подобный же эксперимент [100]. Для этого ему пришлось сконструировать и построить сверхчувствительный аstaticкий магнитометр, который имел бы чувствительность на несколько порядков выше, чем применявшийся в прежних опытах. Кроме того, чтобы избежать вращения с большой скоростью, Блекетт произвел наблюдения с цилиндром, неподвижным относительно Земли, но движущимся в пространстве со скоростью  $v = [\omega r]$ , где  $\omega$  — угловая скорость вращения Земли и  $r$  — расстояние от оси вращения до наблюдаемого тела. В соответствии с формулой (7.1) такой цилиндр должен создавать поле, которое, по расчетам Блекетта, должно было составить  $6-7 \cdot 10^{-8}$  э для золотого цилиндра диаметром 10 см и длиной 10 см.

При цене деления магнитометра до  $1 \cdot 10^{-9}$  э/дел никакого отклонения ему не удалось наблюдать, т. е. опыт также дал отрицательный результат.

Ввиду этого были сделаны попытки экспериментального доказательства тех явлений, которые вытекают из самой гипотезы Блекетта. К одному из таких явлений принадлежит уменьшение горизонтальной составляющей с глубиной места, в то время как, по теории дипольного происхождения земного магнетизма, горизонтальная составляющая должна возрастать с глубиной. Эти изменения выражаются формулами:

$$H_h - H_0 = -2 \left( \frac{5\rho_1}{\rho} + 1 \right) \frac{h}{R}$$

— по теории Блекетта,

$$H_h - H_0 = 3 \frac{h}{R}$$

— по теории центрального ядра (диполя), где  $H_0$  — горизонтальная составляющая на поверхности Земли;  $H_h$  — горизонтальная составляющая на глубине  $h$ ;  $R$  — радиус Земли;  $\rho_1$  — плотность в поверхностном слое;  $\rho$  — средняя плотность Земли.

Так, для глубины  $h = 1,5$  км:

$$H_h - H_0 = -26 \gamma \text{ — по теории Блекетта,}$$

$$H_h - H_0 = +11 \gamma \text{ — по теории центрального ядра.}$$

Первые измерения, произведенные в 1947 г. в шахтах на глубине 1,5 км при помощи горизонтальных весов, дали значение  $H_h - H_0 = -26 \gamma \pm 4 \gamma$ , т. е. как будто в пользу теории Блекетта. Однако такое совпадение явилось кажущимся, так как измерения были сделаны без учета влияния местной геологической структуры, которая могла создавать поле до 14  $\gamma$  и, следовательно, уменьшить абсолютное значение разности  $H_h - H_0$  до

11 γ, поэтому вопрос остался открытым. Окончательное же его решение было получено в работе С. Ранкорна и др. [177], которые произвели подобные же наблюдения в глубоких шахтах с учетом всех возможных погрешностей и обнаружили явное возращание горизонтальной составляющей.

Основным же недостатком гипотезы Блекетта явилась малая достоверность результатов определения магнитного поля и момента вращения звезды 78, на что указывает и сам Блекетт.

Кроме того, новые, более точные определения магнитного поля на Солнце по зеемановскому эффекту показали, что если поле и существует, то оно примерно в несколько десятков раз меньше, вследствие чего и отношение магнитного момента к механическому должно быть во столько же раз меньше соответствующего отношения для Земли. Следовательно, гипотеза Блекетта оказалась также несостоятельной, как и все остальные.

Были попытки объяснить происхождение земного магнитного поля намагниченностью земного шара, оставляя открытым вопрос о причинах намагничивания. Однако и здесь встретились большие затруднения, так как в согласии с фактами всякие ферромагнитные тела теряют способность к намагничиванию выше точки Кюри, которая для железа равна  $760^{\circ}\text{C}$ .

Опытные данные заставляют предполагать, что внутри Земли температура значительно выше точки Кюри для всех ферромагнитных тел. Так, расчеты показывают, что уже на глубине 30 км явления ферромагнетизма становятся невозможными. Можно подумать, что при тех давлениях, которые существуют внутри Земли, точка Кюри сдвинута в область высоких температур. Однако экспериментальные попытки по обнаружению этого явления не дают права в настоящий момент утверждать значительное смещение точки Кюри с повышением давления.

Чтобы обойти эту трудность, делались попытки построить теорию, по которой намагниченность должна быть сосредоточена в верхних слоях земной коры от 20 до 100 км, где температура ниже точки Кюри, но тогда намагниченность должна достичь порядка 5—10 СГС, в то время как наблюдаемая намагниченность поверхностных пород, обусловленная содержанием в них магнетита, составляет всего лишь 0,05—0,1 СГС. Отсюда необходимо предположить, что содержание магнетита увеличивается с глубиной, хотя все данные геофизических и геологических исследований не дают никаких оснований для такого предположения.

При рассмотрении этих гипотез можно было видеть, что ни одна из них не шла дальше того, чтобы объяснить наблюдаемое распределение магнитного поля на поверхности Земли и главным образом совпадение магнитной оси с осью вращения, не

пытаясь принять во внимание внутреннее строение Земли и ее физические свойства.

Между тем явления земного магнетизма не ограничиваются его распределением на поверхности, а имеют и другие особенности. Одной из таких особенностей, чрезвычайно важной для теории, являются вековые изменения, закономерность которых выявлена в последние 20—30 лет. Нельзя также предположить, чтобы физические свойства земного шара, обусловленные его внутренним строением, оставались не связанными с явлениями земного магнетизма. Отличительной особенностью современной теории, по сравнению со всеми прежними, и является то, что она строится на базе существующих знаний о внутреннем строении земного шара и не отделяет явления земного магнетизма от других физических явлений, происходящих внутри его.

Поэтому прежде чем перейти к изложению новой теории магнитного поля Земли, нельзя не остановиться на современных представлениях о строении нашей планеты, которым вкратце и посвящен следующий параграф.

## § 2. Внутреннее строение Земли и ее физические свойства

Все наши знания о строении земного шара глубже нескольких десятков километров получены на основании данных геофизических исследований, и в первую очередь на основании сейсмических наблюдений за колебаниями земной поверхности при землетрясениях. Эти исследования позволили установить, что Земля состоит из твердой оболочки толщиной до 2900 км и жидкого ядра радиусом около 3400 км. При этом как оболочка, так и ядро в свою очередь подразделяются на ряд концентрических слоев, обладающих резко различными свойствами.

К таким свойствам, непосредственно измеряемым на опыте, относится скорость распространения сейсмических волн — продольных и поперечных. Так, например, наличие жидкого ядра было обнаружено по отсутствию в нем поперечных волн. На границе оболочка—ядро скорость поперечных волн резко падает до нуля, а скорость продольных уменьшается на 40%.

На основании большого числа наблюдений и их обработки удалось построить ряд моделей земного шара. Наиболее приближающейся к действительности, видимо, следует считать две модели — *A* и *B*, предложенные К. Булленом [111], свойства которых приведены в табл. 17.

По Буллену, Земля состоит из ряда концентрических зон, на границах которых происходит скачкообразное изменение физических свойств. Наличие этих зон установлено на основании наблюдаемого на их границах изменения скорости распространения сейсмических волн. Зная же величину этой скорости, мож-

Зоны		Пределы глубин, км	Скорости волн, км/сек		Плотности, г/см <sup>3</sup>	
			продольные	поперечные	A	B
Кора	A	0—33	Изменяются в широких пределах		3,32	
Оболочка	B	33—410	7,8 9,0	4,4—5,0	3,32—3,64	3,94—4,07
	C	410—1000	9,0—11,4	5,0—6,4	3,64—4,68	4,07—4,41
	D	1000—2900	11,4—13,6	6,4—7,3	4,68—9,4	4,41—9,7
Ядро	E	2900—4980	8,1—10,4	Не наблюдались	9,4—11,5	9,7—12,0
	F	4980—5120	10,4—9,5		11,5—17,3	12,0—15,0
	G	5120—6370	11,2—11,3			15,0—17,9

но определить и упругие свойства каждой зоны: модуль Юнга, модуль всестороннего сжатия, модуль сдвига, если считать известной плотность. Определение же плотности на разных глубинах связано с определением давления, температуры и химических свойств пород на тех же глубинах.

В результате большого числа работ по этому вопросу удалось найти и наиболее вероятные значения этих параметров, хотя окончательного решения этот вопрос не получил, на что указывает хотя бы факт построения Булленом одновременно двух моделей Земли, свойства которых несколько отличны друг от друга.

Наиболее существенным для теории земного магнетизма в обеих моделях является разделение земного шара на две части: на твердую оболочку и жидкое ядро, которое в центральной своей части переходит в твердую фазу.

Относительно жидкой фазы ядра ни у кого сомнений не возникало с тех пор, как было обнаружено, что поперечные волны через ядро не проходят. Относительно же твердой фазы в центральной части ядра (зона G) единодушное мнение среди геофизиков установилось лишь в последние 10—15 лет. Так как поперечные волны в зоне G никем не наблюдались, то когда И. Леман [161] в 1936 г. высказал гипотезу о твердом состоянии внутренней части ядра, она не нашла всеобщей поддержки. Гипотеза Лемана основывалась на факте отсутствия резкой границы теневой зоны на расстоянии 142° от очага землетрясений, которая неминуемо должна быть при наличии сплошь жидкого

Таблица 17

Давление, $10^{12}$ дин/см <sup>2</sup>		Модуль всестороннего сжатия, $10^{12}$ дин/см <sup>2</sup>		Модуль сдвига, $10^{12}$ дин/см <sup>2</sup>		Фаза
A	B	A	B	A	B	
0,01		1,16		0,63		Твердая
0,01—0,14	0,07—0,15	1,16—1,73		0,63—0,80		То же
0,14—0,39	0,15—0,40	1,73—3,60	3,4	0,80—1,90	1,8	То же
0,39—1,37	0,40—1,33	3,60—6,5	3,4—6,4	1,90—3,0	1,8—3,0	То же
1,37—3,17	1,33—3,22	6,2—12,6	6,4—13,1	0,01	0,01	Жидкая
3,17—3,64	3,32—3,33	—	13,1—13,6	0,01	0,01	То же
	3,33—3,94	—	13,6—17,4		3,6—4,0	То же

ядра, где скорость продольных волн на 40% меньше, чем в оболочке. Схематически ход сейсмических лучей и образование теневой зоны можно видеть на рис. 80.

Однако отсутствие такой границы могло явиться следствием дифракции вокруг границы ядро—оболочка; следовательно, необходимы были и другие доказательства, чтобы принять гипотезу Лемана. Такими доказательствами явились теоретические исследования Джеффриса [156] о том, что дифракция не может дать того эффекта, который наблюдал Леман, и расчеты Буллена [22], что энергия поперечных волн, которые проходят через зону G, должна составлять всего лишь 0,04% энергии продольных волн, вследствие этого наблюдать такие волны невозможно. Наконец, из чисто физических соображений о поведении вещества при тех давлениях, которые существуют в центральной части ядра

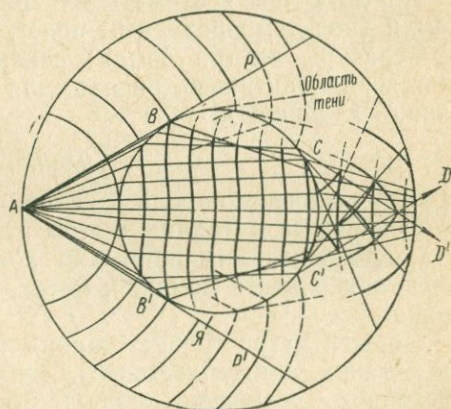


Рис. 80. Ход сейсмических лучей и образование тени.

$A^*$  — очаг землетрясений;  $Y$  — граница ядра;  $AP$  и  $AP'$  — предельные лучи, проходящие без преломления;  $ABCD$  и  $AB'C'D'$  — границы преломления лучей, проходящих через ядро.

( $10^6$  атм), Эльзассеру [131] и Буллину [110] удалось показать, что оно должно быть в твердом состоянии.

Из табл. 17 видно, что обе модели Буллена дают картину строения земного шара, связанную лишь с его механическими свойствами, и ничего не говорят о таких свойствах, как тепловые и электромагнитные. Между тем для теории земного магнетизма как раз эти свойства и имеют решающее значение.

Вопрос о тепловом состоянии земного шара возник с того самого момента, как появились первые попытки объяснить происхождение Земли, и, несмотря на это, до сих пор мы не имеем данных о температуре и теплопроводности, которые могли быть получены из непосредственных наблюдений.

Все, что мы знаем по этому вопросу, основывается на результатах исследований в других областях геофизики (сейсмике, радиометрии и др.). Так, в настоящее время твердо установлено, что в тепловом режиме Земли преимущественную роль играют радиоактивные элементы, которые непрерывно выделяют тепловую энергию при своем распаде. Простые расчеты показывают, что этой энергии вполне достаточно, чтобы разогреть земной шар до того состояния, в котором он находится, в предположении, что Земля образовалась из холодных частичек, сгруппировавшихся вокруг начального объема.

Поэтому при всех методах расчета температурного поля Земли (под температурным полем понимается распределение температуры внутри Земли) основным источником тепла считается радиоактивный распад, для которого принят закон убывания с глубиной  $h$ :

$$q = q_0 e^{-ah},$$

где  $q$  — количество тепла в калориях, выделяемое в  $1 \text{ см}^3/\text{сек}$ .

Основными методами в этом отношении следует считать метод, основанный на данных о количестве тепла, проходящего через поверхность Земли, и метод, основанный на точках плавления.

Первый метод требует знания тепловых свойств каждой зоны — таких, как теплоемкость, теплопроводность, что связано с введением добавочных гипотез. Во втором методе нужно знать химический состав ядра, так как применение этого метода относится главным образом к определению температуры ядра.

В табл. 18 приведены средние значения температур на разных глубинах по данным различных авторов с указанием числа определений и границ, между которыми лежит среднее значение.

При выводе среднего значения для глубины 2900 км (ядро) приняты во внимание только те цифровые данные, которые имеют вполне определенное значение. Однако имеется целый ряд определений, где указываются лишь границы, в которых может

Таблица 18

Глубина, км	Число определений	Температура в 1000°С	Пределы температуры
100	11	1,20	0,90—1,58
200	5	1,70	1,10—2,00
300	1	1,80	1,20—2,40
500	5	2,20	1,37—2,80
700	3	2,30	1,57—3,90
1000	2	2,45	1,97—2,90
1600	1	2,90	2,90
2900	7	3,00	2,00—4,00
5100	1	3,60	3,60
· Центр	2	3,90	3,90

находиться температура ядра. Крайними из них являются 1500 и 10 000°С. Таким образом, интересующая нас температура жидкого ядра не выше 10 000°С, но вероятнее всего имеет величину около 3000°С и возрастает к центру почти до 4000°С.

Закон изменения температуры с глубиной можно видеть также на рис. 81, который дает кривую зависимость  $T$  и  $h$  в соответствии с табл. 18. Как видно, наиболее быстрые изменения

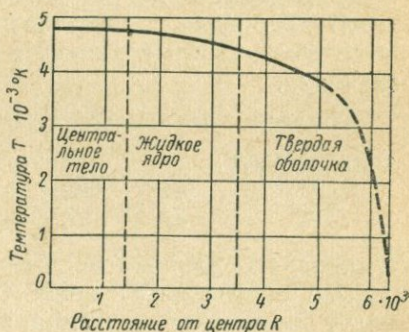
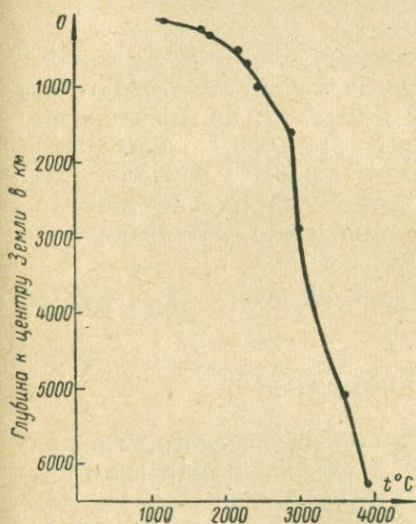


Рис. 81. Изменение температуры с глубиной.

Рис. 82. Изменение температуры с глубиной по Джейкобсу.

температуры происходят в верхних слоях Земли, после чего на глубинах, близких к границе оболочка—ядро, температура остается почти постоянной и в ядре снова начинает расти вплоть до самого центра. Несколько иную картину изменения температуры с глубиной даёт Джейкобс [155]; температурная кривая

представлена на рис. 82. По Джейкобсу, температура непрерывно увеличивается к центру.

В теории земного магнетизма важным является не столько сама температура ядра, сколько ее градиент. Действительно, при постоянной температуре, когда градиент равен нулю, никакие движения в жидкой массе ядра невозможны, а следовательно, невозможны и какие-либо проявления электромагнетизма (индукционные, термоэлектрические).

Движение в замкнутой среде жидкого вещества по законам гидродинамики может происходить лишь в том случае, когда градиент температуры в жидкости больше адиабатического, который выражается формулой

$$\frac{dT}{dR} = \frac{g\beta T}{Ac_p},$$

где  $T$  — абсолютная температура;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $\beta$  — коэффициент теплового расширения;  $c_p$  — удельная теплоемкость при постоянном давлении;  $A$  — механический эквивалент тепла, равный  $4,2 \cdot 10^7$  эрг/кал;  $R$  — расстояние по вертикали (радиусу).

Если принять для ядра значение  $g = 900$  см/сек<sup>2</sup>, а для  $\beta$  и  $c_p$  — те же значения, что и на поверхности Земли, т. е.  $\beta = 9 \cdot 10^{-6}$  град<sup>-1</sup>, а  $c_p = 0,18$  кал/г·град, то при наибольшем допустимом значении температуры  $T = 4000^\circ\text{K}$  адиабатический градиент будет составлять всего лишь  $0,4$  град/км. Следовательно, для существования турбулентного движения, необходимо, чтобы градиент в ядре был несколько выше этого значения.

Согласно данным табл. 18 средний градиент  $\frac{dT}{dR}$  в зоне  $E$  должен быть:

$$\frac{dT}{dR} = \frac{4000 - 3000}{5100 - 2900} = 0,45 \text{ град/км},$$

т. е. одного порядка и даже выше адиабатического, что полностью обеспечивает возможность движений в ядре, которые могут иметь характер лишь вихревых движений или, как принято называть, турбулентный. Постоянство температурного градиента должно поддерживаться непрерывным притоком тепла, генерация которого возможна лишь за счет радиоактивного распада.

Рассчитаем величину возможного градиента в предположении, что энергия радиоактивного распада в форме тепла распространяется от центра к периферии. Количество тепла  $q$ , проходящее в единицу времени через замкнутую поверхность, определяется формулой

$$q = \kappa S \frac{dT}{dR},$$

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности и  $S$  — поверхность ядра.

Разделив обе части этого уравнения на объем ядра  $\frac{4}{3} \pi r^3$ , в левой части получим количество тепла  $q$ , выделяемое единицей объема в единицу времени. Следовательно, температурный градиент должен быть равен

$$\frac{dT}{dR} = \frac{qr}{3\kappa},$$

где  $r$  — радиус ядра.

Если оценить коэффициент теплопроводности равным  $0,18 \text{ кал/град} \cdot \text{сек} \cdot \text{см}$ , а  $r = 3,5 \cdot 10^8 \text{ см}$ , то

$$\frac{dT}{dR} = 6,5 \cdot 10^{13} q. \quad (7.2)$$

Величина  $q$  представляет собой количество тепла, которое выделяется при распаде радиоактивных элементов, содержащихся в единице объема ядра. Величина эта нам неизвестна, так как неизвестна радиоактивность ядра. Однако мы можем предположить, что величина радиоактивности в ядре лежит в пределах между радиоактивностью пород, слагающих верхнюю часть оболочки, и радиоактивностью метеоритов.

Таблица 19

Наименование пород	$q, \text{ кал/см}^3\text{сек}$	$\frac{dT}{dR}, \text{ град/км}$	
Кислые . . . . .	$4,3 \cdot 10^{-14}$	2,7	
Ультраосновные . . . . .	$0,7 \cdot 10^{-14}$	0,45	
Метеориты {	каменные . . . . .	$0,4 \cdot 10^{-14}$	0,25
	железные . . . . .	$0,03 \cdot 10^{-14}$	0,02

В табл. 19 представлены значения радиоактивности кислых и ультраосновных пород и метеоритов, характеризуемые количеством тепла  $q$ , выделяемым в единицу времени  $1 \text{ см}^3$ , и соответственно температурный градиент, вычисленный по формуле (7.2).

Таблица показывает, что температурный градиент во всех случаях, за исключением последнего, выше адиабатического, т. е. из каких бы пород ядро ни состояло, лишь бы оно не было железным, условия для турбулентного движения будут обеспечены.

**Электропроводность.** Электрическая проводимость нижних слоев земного шара до глубин нескольких сот километров

определяется из наблюдений магнитных вариаций, методы наблюдений которых изложены в гл. X, § 6.

Такие определения, произведенные С. Чепменом [122] и Н. П. Беньковой [13], дали величину проводимости на глубинах нескольких сот километров порядка  $10^{13}$  СГС ( $10 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ). Проводимость же более глубоких слоев до сих пор никем не определялась, так как для этого потребовались бы магнитные вариации с периодом порядка десяти и более лет. О проводимости ядра существуют лишь некоторые предположения, которые в основном сводятся к предположению о химическом составе ядра.

Долгое время считалось, что ядро состоит из железа и никеля, имеющих плотность, близкую к плотности ядра. При таком предположении оно должно было обладать металлической проводимостью порядка  $10^{16} - 10^{17}$  СГС ( $10^4 - 10^5 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ). Однако в последнее время эта точка зрения изменилась в том отношении, что на границе оболочка—ядро при том давлении, которое там существует, вещество оболочки может переходить в другое агрегатное состояние, и, следовательно, внешняя часть ядра (жидкая фаза) может быть не металлической. При таком переходе плотность вещества увеличивается скачкообразно и может достигнуть той величины, как этого требуют расчеты. Эта идея была высказана В. Рамзаем в 1948 г. [174] и нашла свое подтверждение в том, что при таком предположении хорошо согласуются взгляды на одинаковый первичный состав Земли, Марса и Венеры.

В дальнейшем, однако, пришлось допустить, что в жидкой фазе содержится и железо, внутреннее же ядро состоит из железа и никеля.

Однако новый взгляд на химический состав ядра не отразился на оценке его электропроводности, так как, согласно квантовой теории, любое вещество при давлении свыше того, что имеется на границе оболочка—ядро, переходит в металлическое состояние. Электронная оболочка атомов как бы срыгается и переходит в свободное состояние, что аналогично наличию свободных электронов в металле.

Таким образом, вопрос о проводимости ядра решается теми физическими условиями, которые существуют в ядре, без каких-либо гипотез о структуре и химическом составе ядра. Эти условия приводят к выводу, что проводимость ядра должна быть в пределах от  $4,5 \cdot 10^{15}$  до  $0,9 \cdot 10^{15}$  СГС (от  $4,5 \cdot 10^3$  до  $0,9 \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ ).

В дальнейшем при всех расчетах будем принимать среднее из этих крайних значений, а именно

$$\sigma = 2,7 \cdot 10^{15} \text{ СГС } (3 \cdot 10^3 \text{ ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}). \quad (7.3)$$

### § 3. Ядро земного шара как источник его магнитного поля

Первой теорией магнитного поля Земли, основанной на предположениях о внутреннем строении земного шара, следует считать теорию Эльзассера [130]. По этой теории внутри ядра вследствие температурных градиентов в нем возникает вихревое движение, первоначально направленное вертикально (по нормали к поверхности Земли). Под влиянием силы Кориолиса, которая перпендикулярна к скорости движения жидкости, в среднем вихревые кольца располагаются в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения. По законам же адиабатического расширения верхние части вихря должны обладать более высокой температурой, чем нижние. Вследствие этого между верхними и нижними концами возникает постоянная разность температур, что приводит к появлению термоэлектродвижущей силы, а следовательно, и к току. Однако для возникновения термоэлектрических токов необходимо еще наличие неоднородного состава жидкой массы. По мнению Эльзассера, такая неоднородность может возникнуть вследствие разности давлений в верхней и нижней частях вихря, которая может привести к фазовым превращениям вещества. Так как ток в этом случае будет совпадать с направлением вихревого движения, ось которого, как мы видели, должна быть параллельной оси вращения, то и направление магнитного поля, образуемого термоэлектрическим током, должно совпадать или быть близко к оси вращения.

Следующим шагом в разработке теорий, основывающихся на тех же предположениях, явилась теория Я. И. Френкеля [81], в которой высказывалось, что образование токов в ядре должно происходить путем индукции при вихревом движении металлических масс ядра в магнитном поле. При этом магнитным полем должно явиться поле, образованное самими же токами и непрерывно ими регенерируемое, аналогично тому, как это имеет место в динамомашинах, вследствие чего и сама теория получила название *динамоэффекта*. Однако до начала регенерации, т. е. до начала вихревого движения уже должно иметься начальное поле, которое Я. И. Френкелем было постулировано без каких-либо обоснований. Такое постулирование, как признают в настоящее время, не имеет существенного значения, так как уже один гиромангнитный эффект, вызываемый вращением Земли вокруг оси, создает хотя и слабое поле, в  $10^{11}$  раз меньшее, чем земное, но уже достаточное для возникновения эффекта регенерации. Время же, прошедшее с момента образования Земли, было вполне достаточным, чтобы магнитная энергия, соответствующая современному состоянию магнитного поля Земли, успела накопиться. Регенерация пре-

кратилась в тот момент, когда величина энергии радиоактивного распада стала равной энергии рассеяния вследствие вязкости ядра и электросопротивления.

Основным вопросом в теории динамоэффекта является вопрос о регенерации магнитного поля, а именно — каким образом может осуществляться такая регенерация магнитного поля.

Простейшей моделью такой регенерации явились бы, как и в модели Эльзасера, вихревые движения жидкой массы ядра, которые под влиянием сил Кориолиса должны происходить в плоскостях, перпендикулярных оси вращения.

Движение такого вихря эквивалентно вращению диска радиуса  $a$  в магнитном поле, направление которого совпадает с осью вращения (рис. 83). Положим, что первоначальное поле  $\mathbf{H}_0$  однородно и диск вращается с постоянной угловой скоростью  $\omega$ . Тогда в диске в какой-либо его точке  $A$  возникает э. д. с., равная

$$E = \frac{\mu}{c} [\mathbf{v} \mathbf{H}_0],$$

где  $\mu$  — магнитная проницаемость и  $\mathbf{v}$  — линейная скорость, равная  $[\omega, \mathbf{r}]$ . Положим, что  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{r}$  и  $\mathbf{H}_0$  взаимно перпендикулярны (см. рисунок), тогда разность потенциалов

между осью вращения и образующей диска будет

$$U = \int_0^a E dr = \frac{1}{2} \frac{\mu}{c} \omega a^2 H_0.$$

Если теперь при помощи скользящих контактов  $b$  и  $c$  присоединить круговой контур  $C$ , расположенный соосно с диском, то в первый момент в нем потечет ток

$$\Delta I = \frac{1}{2} \frac{\mu \sigma \omega a^2}{c} H_0,$$

где  $\sigma$  — проводимость цепи контура.

Магнитное поле  $\mathbf{h}$  такого контура будет параллельно оси вращения, но направление его может либо совпадать с направлением поля  $\mathbf{H}_0$ , либо быть противоположным ему, в зависимости от того, как направлен ток в контуре — по часовой стрелке или против. Следовательно, общее поле, пронизывающее диск, будет  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ . Это поле должно при каждом обороте диска непрерывно увеличиваться или уменьшаться. Благодаря этому в диске появляется дополнительная э. д. с.:

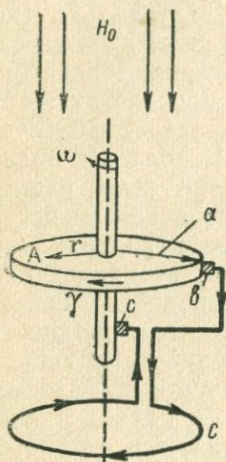


Рис. 83. Модель простого динамо.

$$\Delta U_t = -\frac{1}{c} \frac{d\Phi}{dt} = \pm \frac{\pi a^2}{c} \frac{dh}{dt}.$$

Положим, что направление  $h$  совпадает с  $H_0$ , тогда, по правилу Кирхгофа, будем иметь уравнение, считая  $\mu = 1$ ,

$$\frac{1}{2} \omega a^2 (H_0 + h) = \frac{Ic}{\sigma} + \pi a^2 \frac{dh}{dt}. \quad (7.4)$$

В первом приближении можно положить, что напряженность поля  $h$ , создаваемая контуром, равна

$$h = \frac{2\pi I}{ca},$$

а первоначальное поле  $H_0$  очень мало, и им можно пренебречь; тогда уравнение (7.4) примет вид

$$2\pi^2 a \frac{dh}{dt} = h \left( \pi \omega a - \frac{c^2}{\sigma} \right) \quad (\mu = 1).$$

Это уравнение показывает, что для того чтобы поле  $h$  могло возрастать с течением времени, необходимо, чтобы скорость вращения удовлетворяла неравенству:

$$\pi \omega a > \frac{c^2}{\sigma}.$$

Это и есть условие регенерации поля  $H_0$ , которая прекратится, как только скорость вращения достигнет величины

$$\omega = \frac{c^2}{\pi a \sigma}.$$

Считая радиус вихря равным половине радиуса ядра, будем иметь, согласно (7.3),

$$\omega \approx \frac{10^6}{3 \cdot \pi \cdot 10^8} \approx 10^{-3} \text{ рад/сек.}$$

Такая модель обеспечивала бы необходимую величину поля  $h$ , однако при помощи ее очень трудно было бы понять, каким образом в ядре происходит замыкание электрической цепи через круговой контур. Кроме того, она не учитывает обратного влияния тока на движения вихря, которое не дает возможности вихрям располагаться в плоскости, параллельной экваториальной. Поэтому следует искать модель более сложного характера.

Одной из таких моделей является модель Булларда [109], основанная на строении ядра, состоящего из внутренней твердой и внешней жидкой фазы. Согласно этой модели, ядро вращается вокруг оси с меньшей скоростью, чем оболочка. Раз-

ность скоростей соответствует скорости западного дрейфа, а вихревые кольца в жидкой части ядра располагаются в меридиональных плоскостях, как показано на рис. 84.

Теория, развитая Буллардом [109], при помощи такой модели дает удовлетворительное объяснение образования дипольной части земного магнитного поля путем регенерации и находит ключ к пониманию таких явлений, как вековой ход и

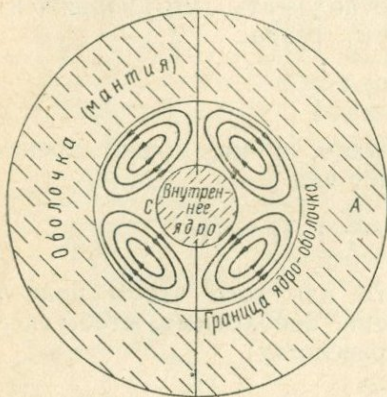


Рис. 84. Расположение вихрей в ядре.

ходимо ознакомиться с основными положениями этих уравнений и теми выводами, которые из них вытекают.

#### § 4. Математические обоснования теории динамоэффекта

Математическая трактовка теории вихревого движения в ядре и возникновения в нем индукционных токов чрезвычайно затруднена и в общем виде до сих пор не получила своего решения. Объясняется это тем, что приходится в этом случае одновременно решать уравнение гидродинамики (движение жидкости в ограниченном объеме) и уравнение электромагнитного поля, которые являются нелинейными. Совокупность таких уравнений получила название *уравнений магнитной гидродинамики*, на которые опирается не только теория динамоэффекта в ядре, но и теория такого же эффекта и гидродинамических волн в ионосфере и космической плазме.

Для ядра, в котором магнитная восприимчивость равна единице и отсутствуют токи смещения, уравнения электромагнитного поля получают следующий вид:

материковые аномалии (недипольной части поля). Поэтому ее приходится в настоящее время признать одной из наиболее приемлемых теорий земного магнетизма, не противоречащей нашим представлениям о внутреннем строении Земли и тех процессах, которые в ней происходят.

Математическое же обоснование этой теории как и любой теории, основанной на динамоэффекте, заключается в применении уравнений магнитной гидродинамики. Поэтому прежде чем переходить непосредственно к рассмотрению теории Булларда, необ-

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi \mathbf{j}}{c}, \quad \operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}; \quad (7.5)$$

при этом

$$\mathbf{j} = \sigma \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}] \right) \text{ и } \operatorname{div} \mathbf{H} = 0, \quad (7.6)$$

где  $\sigma$  — проводимость ядра и  $\mathbf{v}$  — скорость движения жидкой массы.

Следовательно,

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{4\pi\sigma}{c} \left( \mathbf{E} + \frac{1}{c} [\mathbf{vH}] \right). \quad (7.7)$$

Взяв операцию ротора от обеих частей этого уравнения и заменив  $\operatorname{rot} \mathbf{E}$  его выражением из второго уравнения (7.5), получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H} = -\frac{4\pi\sigma}{c^2} \left( \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \operatorname{rot} [\mathbf{vH}] \right). \quad (7.8)$$

По формулам векторного анализа

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H} = \operatorname{grad} \operatorname{div} \mathbf{H} - \Delta \mathbf{H} = -\Delta \mathbf{H}.$$

Поэтому

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \Delta \mathbf{H} + \operatorname{rot} [\mathbf{vH}]. \quad (7.9)$$

Таким образом, четыре уравнения (7.5) и (7.6) сводятся к одному, в котором неизвестными являются  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ .

Для нахождения их необходимо иметь второе уравнение, связывающее  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$ , каковым и является уравнение гидродинамики

$$\rho \frac{d\mathbf{v}}{dt} = \sum_i \mathbf{F}_i, \quad (7.10)$$

где  $\rho$  — плотность жидкости и  $\Sigma \mathbf{F}_i$  — сумма всех сил (внутренних и внешних), действующих на единицу объема жидкости. Полагая жидкость несжимаемой, к этому уравнению добавляем еще условие

$$\operatorname{div} \mathbf{v} = 0.$$

Скорость жидкости является функцией не только времени, но и координат каждой ее точки, поэтому полная производная от вектора  $\mathbf{v}$  по времени  $t$ , согласно формулам векторного анализа, будет

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \operatorname{grad}) \mathbf{v}. \quad (7.11)$$

К внутренним силам относятся силы трения, вызываемые вязкостью жидкости. Вязкое трение, по закону Ньютона, пропорционально градиенту скорости в направлении  $\mathbf{y}$ , т. е. перпендикулярном к направлению скорости движения, а сила,

действующая на данный объем жидкости, определится как разность вязких сил, действующих на два соседних объема в прямо противоположных направлениях. Поэтому если действующая на первый объем сила трения равна  $\eta \frac{dv}{dy}$ , где  $\eta$  — коэффициент вязкости, то на второй, соседний, находящийся на расстоянии  $\Delta y$ , эта сила будет  $\eta \frac{dv}{dy} + \eta \frac{d^2v}{dy^2} \Delta y$ . Разность же этих сил, отнесенных к единице расстояния, составит  $\eta \frac{d^2v}{dy^2}$ , если предположить притом, что движение происходит по оси  $x$ .

В общем же случае силы, обусловленные вязкостью, будут  $\eta \Delta \mathbf{v}$ , где  $\Delta$  — оператор Лапласа.

Внешними же силами могут быть: сила тяжести, равная  $\rho \mathbf{g}$ , сила Кориолиса, равная  $-2\rho [\boldsymbol{\omega} \mathbf{v}]$ , сила, обусловленная разностью давлений, выражаемая как  $-\text{grad } p$ , и, наконец, при наличии токов, электродинамическая сила  $\frac{1}{c} [\mathbf{j} \mathbf{H}]$ , которую на основании уравнения Максвелла (7.5) можно представить как  $\frac{1}{4\pi} [\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}]$ .

Следовательно, уравнение (7.10) можно выразить как

$$\frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + (\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v} = \nu \Delta \mathbf{v} - 2 [\boldsymbol{\omega} \mathbf{v}] - \frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}] + \mathbf{g}, \quad (7.12)$$

где  $\nu = \frac{\eta}{\rho}$  — кинематический коэффициент вязкости.

По аналогии с уравнением (7.12) в уравнении (7.9) коэффициент  $\frac{c^2}{4\pi\sigma}$  при  $\Delta \mathbf{H}$  получил название магнитной вязкости, которую будем обозначать  $\nu_m$ .

Совокупность уравнений (7.9) и (7.12) и представляет собой уравнения магнитной гидродинамики. Решение их, как указывалось, в общем виде до сих пор не получено, поэтому приходится для численных расчетов и для выявления некоторых закономерностей ограничиваться лишь некоторыми частными случаями. Так, уравнение (7.12) значительно упрощается, если положить, что движение жидкости в ядре имеет медленный характер, и вихревые кольца, как показано на рис. 84, имеют большой диаметр. В этом случае можно оценить порядок каждой силы в уравнении (7.12), если ввести характерные величины скорости  $V$  и длины  $L$ , представляющие собой порядок скорости движения в ядре и длину, на протяжении которой скорость почти не меняется. Предполагается, что

$$V = 0,1 \text{ см/сек и } L = 3 \cdot 10^8 \text{ см.} \quad (7.13)$$

Эти значения получены из предположения, что вековые вариации являются следствием токов в ядре, и западный дрейф обусловлен движением ядра относительно оболочки, вследствие чего за  $V$  принята скорость западного дрейфа, а за  $L$  — диаметр зоны векового хода.

При таком предположении все производные можно заметить отношениями:

$$\frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial v}{\partial x} \frac{dx}{dt} = v \frac{dv}{dx} \approx \frac{V^2}{L}; \quad \Delta v \approx \frac{V}{L^2};$$

$$|(\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v}| \approx \frac{V^2}{L}; \quad |[\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}]| \approx \frac{H^2}{L}.$$

Отсюда, подставляя значения  $V$  и  $L$  из равенств (7.13) и принимая для ядра, согласно данным § 2,  $\rho = 10 \text{ г/см}^3$  и  $10^{-3} < v < 10^9$ ,  $\mathbf{H} = 50 \text{ э}$  (вихревое поле, согласно модели Булларда),  $\omega = 7 \cdot 10^{-5} \text{ рад/сек}$  (скорость вращения Земли), получим:

$$\text{силы инерции } \rho \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} \approx |(\mathbf{v} \text{ grad}) \mathbf{v}| \approx 3 \cdot 10^{-10} \text{ дин},$$

$$\text{силы Кориолиса } |2\rho [\omega \mathbf{v}]| \approx 10^{-4} \text{ дин},$$

$$\text{электродинамические силы } \frac{1}{4\pi} |[\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}]| \approx 8 \cdot 10^{-6} \text{ дин},$$

$$\text{вязкое трение } |\rho \nu \Delta \mathbf{v}| \approx 10^{-20} - 10^{-8} \text{ дин}.$$

Как бы ни относиться к этим цифрам в смысле их достоверности, несомненным все же остается то, что силы инерции и вязкое трение играют в вопросах магнитогидродинамики значительно меньшую роль, чем силы Кориолиса и электродинамические. Вследствие этого для некоторых случаев силами инерции и вязкостью можно пренебречь, тогда уравнение (7.12) получает вид

$$\frac{1}{4\pi} [\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}] = 2\rho [\omega \mathbf{v}] + \text{grad } \mathbf{p} - \rho \mathbf{g}. \quad (7.14)$$

В следующих пунктах будут рассмотрены некоторые частные случаи.

**1. Движения в жидком ядре в отсутствие магнитного поля.** Положим, что движение жидких масс в ядре вызывается одним лишь изменением плотности жидкости под влиянием неравномерного нагревания, тогда предыдущее выражение примет вид

$$[2\rho [\omega \mathbf{v}]] = -\text{grad } \mathbf{p} + \rho \mathbf{g}.$$

Это уравнение показывает, что внутренние силы давления и силы тяжести уравниваются силами Кориолиса. В гидродинамике это уравнение и получило название *геострофического*.

Пусть  $\rho_0$  — плотность, соответствующая средней температуре ядра, а  $\rho_1$  представляет разность между истинной плотностью  $\rho$  и средней  $\rho_0$ , т. е.  $\rho_1 = \rho - \rho_0$ . Точно так же обозначим через  $\mathbf{p}_0$  давление, обусловленное силой тяжести, полагая  $\mathbf{p}_0 = \rho_0 \mathbf{g} Z$ , где  $Z$  — высота столба жидкой массы, и через  $\mathbf{p}_1$  — разность давлений  $\mathbf{p} - \mathbf{p}_0$ . Тогда, заменив в уравнении  $\rho$  и  $\mathbf{p}$  их суммами, будем иметь:

$$2(\rho_0 + \rho_1) [\omega \mathbf{v}] = -\text{grad } \mathbf{p}_0 - \text{grad } \mathbf{p}_1 + \rho_0 \mathbf{g} + \rho_1 \mathbf{g}.$$

Но  $\text{grad } \mathbf{p}_0 = \frac{d\mathbf{p}_0}{dz} = \rho_0 \mathbf{g}$ , а  $\rho_1 \ll \rho_0$ , поэтому, пренебрегая  $\rho_1$  в левой части уравнения, получим

$$2\rho_0 [\omega \mathbf{v}] = -\text{grad } \mathbf{p}_1 + \rho_1 \mathbf{g}.$$

Произведем операцию ротора обеих частей этого уравнения, тогда

$$2\rho_0 \text{rot} [\omega \mathbf{v}] = \text{rot} (\rho_1 \mathbf{g}). \quad (7.15)$$

Направим далее ось  $z$  по оси вращения Земли (ядра); в этом случае  $\omega = \omega_z$ , и векторное произведение  $[\omega \mathbf{v}]$  будет иметь составляющие:

$$[\omega \mathbf{v}]_x = -v_y \omega, \quad [\omega \mathbf{v}]_y = v_x \omega, \quad [\omega \mathbf{v}]_z = 0.$$

Поэтому уравнение (7.15) примет вид

$$-2\rho_0 \omega \frac{\partial v}{\partial z} = \text{rot} (\rho_1 \mathbf{g}).$$

Так как  $\mathbf{g} = \text{const}$ , то  $\text{rot} (\rho_1 \mathbf{g}) = [\text{grad } \rho_1 \mathbf{g}]$ , и, следовательно,

$$-2\rho_0 \omega \frac{\partial v}{\partial z} = [\text{grad } \rho_1, \mathbf{g}].$$

Из этого уравнения вытекает, что при постоянной плотности жидкости ( $\text{grad } \rho_1 = 0$ )

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{\partial v_x}{\partial z} = \frac{\partial v_y}{\partial z} = \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0.$$

Но на границе ядра  $v_z = 0$ , поэтому составляющая  $v_z$  во всех точках внутри ядра должна быть равна нулю, т. е. движение жидкости будет происходить лишь в плоскостях, перпендикулярных к оси вращения Земли.

Такая теорема для невязкой жидкости с постоянной плотностью и нулевой электропроводностью была установлена еще в 1921 г. Тейлором [189] экспериментально.

В последнее время экспериментальное подтверждение этой теоремы было произведено Р. Хайдом [149], который, помещая воду в цилиндрический сосуд  $B$  между двумя другими цилиндрическими сосудами  $A$  и  $C$  (рис. 85), наполненными внутренним льдом, а внешний — горячей водой, вращал его на платформе с различными скоростями.

Для наблюдения над вихревым движением воды, вызванным разностью температур внутренней и внешней стенок сосуда  $B$ , в воду подмешивались во взвешенном состоянии мелкие частицы видимого порошка.

Когда скорость вращения цилиндра была невелика, вихри располагались хаотично, в различных плоскостях. При увеличении же скорости жидкости происходил постепенный переход вихрей в горизонтальную плоскость и при достижении определенной скорости все вихри располагались в горизонтальных плоскостях. Направление этих вихрей в горизонтальной плоскости схематически показано на рис. 85, *б*. Этот факт и дал основание Френкелю, Эльзассеру и другим высказать предположение, что совпадение магнитной оси с осью вращения обусловлено тем, что вихревые движения в ядре под влиянием сил Кориолиса располагаются в плоскостях, параллельных экваториальной плоскости. Однако, как было указано в предыдущем параграфе, силы Кориолиса по порядку величины одинаковы с электродинамическими, которые направлены противоположно силе Кориолиса, и поэтому не дают возможности расположиться вихревым кольцам в плоскостях, параллельных экватору.

2. **Ламинарное движение проводящей жидкой среды перпендикулярно магнитному полю  $H_0$ .** Положим, что жидкость движется прямолинейно, перпендикулярно магнитному полю. При таком движении в ней возникает индукционный ток  $\mathbf{j}$  и соответствующее ему магнитное поле  $\mathbf{h}$ , которое, взаимодействуя с полем  $H_0$ , изменяет скорость  $\mathbf{v}$ .

Следовательно,  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{v}$  будут функциями координат и времени.

Положим, что  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{v}$  настолько малы, что квадратами этих величин и их произведениями можно пренебречь. Далее будем считать, что все величины, такие как  $\mathbf{h}$ ,  $\mathbf{v}$ ,  $\mathbf{p}$  зависят только от координаты  $z$ , совпадающей по направлению с полем  $H_0$ , которое остается постоянным.

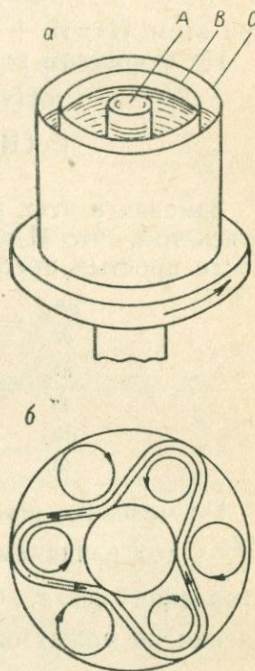


Рис. 85. Опыт Хайда, подтверждающий возникновение вихрей в горизонтальной плоскости.

*a* — схема опыта; *б* — расположение вихрей.

Рассмотрим два случая.

а) В случае, когда жидкость является идеальным проводником ( $\sigma = \infty$ ) и вязкость ее настолько мала, что членом  $\nu \Delta \mathbf{v}$  можно пренебречь, уравнения (7.9) и (7.12) принимают вид

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = \text{rot} [\mathbf{v} \mathbf{h}], \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho} \text{grad } p + \frac{1}{4\pi\rho} [\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}] + \mathbf{g}; \quad (7.16)$$

при этом  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{h}$ .

По формулам векторного анализа

$$\begin{aligned} \text{rot} [\mathbf{v} \mathbf{H}] &= (\mathbf{H} \text{grad}) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \text{grad}) \mathbf{H}, \\ [\text{rot } \mathbf{H} \mathbf{H}] &= (\mathbf{H} \text{grad}) \mathbf{H} - \frac{1}{2} \text{grad } H^2. \end{aligned}$$

Заменяя в этих выражениях вектор  $\mathbf{H}$  его суммой и пользуясь тем, что  $\mathbf{H}_0 = \text{const}$ , а  $\mathbf{h}$  и  $\mathbf{v}$  зависят только от  $z$  и  $t$ , после простых преобразований будем иметь:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h_x}{\partial t} &= H_0 \frac{\partial v_x}{\partial z}, & \frac{\partial v_x}{\partial t} &= \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial h_x}{\partial z}, \\ \frac{\partial h_y}{\partial t} &= H_0 \frac{\partial v_y}{\partial z}, & \frac{\partial v_y}{\partial t} &= \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial h_y}{\partial z}, \\ \frac{\partial h_z}{\partial t} &= 0, & \frac{\partial v_z}{\partial t} &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p_z}{\partial z} - \frac{1}{8\pi} \frac{\partial h^2}{\partial z} + g. \end{aligned} \quad (7.17)$$

По условию,  $\text{grad } p$  может иметь лишь одну составляющую  $\frac{\partial p_z}{\partial z}$ , под влиянием которой жидкость будет двигаться в направлении оси  $z$ . Однако изменения скорости в этом направлении не может быть ( $\frac{\partial v}{\partial z} = 0$ ), вследствие чего необходимо принять

$$\frac{\partial p_z}{\partial z} - g\rho = 0.$$

Кроме того, как было указано,  $h^2$  можно пренебречь; в таком случае

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = 0.$$

Таким образом, и поле  $h$  и скорость  $v$  при движении жидкости могут меняться лишь в плоскости  $xu$ , перпендикулярной к направлению  $H_0$ . Если первоначально  $h_z = v_z = 0$ , то и в дальнейшем обе эти составляющие будут равны нулю.

Уравнения (7.17) показывают, что при тех условиях, которые были поставлены выше, вектора  $h$  и  $v$  всегда будут совпадать по направлению друг с другом.

В векторной форме уравнения (7.17) принимают вид

$$\frac{\partial \mathbf{h}}{\partial t} = H_0 \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial z}, \quad \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial \mathbf{h}}{\partial z}.$$

Исключив из этих уравнений сначала  $\mathbf{h}$ , а затем  $\mathbf{v}$ , получим два новых уравнения:

$$\frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial t^2} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \mathbf{v}}{\partial z^2}, \quad \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial t^2} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 \mathbf{h}}{\partial z^2}. \quad (7.18)$$

Эти уравнения представляют собой обычные уравнения плоских волн, распространяющихся в направлении оси  $z$  со скоростью

$$\mathbf{u} = \frac{H_0}{\sqrt{4\pi\rho}}. \quad (7.19)$$

Частными решениями этих уравнений являются функции:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_0 e^{i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)}, \quad \mathbf{h} = \mathbf{h}_0 e^{i\omega\left(t - \frac{z}{u}\right)}. \quad (7.20)$$

Подставляя эти решения в уравнения (7.18), можно найти отношение между амплитудами  $\mathbf{v}_0$  и  $\mathbf{h}_0$ , которое имеет вид

$$\mathbf{h}_0 = \sqrt{4\pi\rho} \mathbf{v}_0. \quad (7.21)$$

Таким образом, теоретическое рассмотрение показывает, что при движении жидкости с бесконечной проводимостью перпендикулярно полю  $H_0$ , в направлении этого поля возникает одновременно гидродинамическая и электромагнитная волны, распространяющиеся с одной и той же скоростью. Эти волны были теоретически открыты Х. Альфвеном [6] и получили название магнито-гидродинамических волн, или волн Альфвена.

Эти волны по существу являются поперечными, так как движение жидкости происходит в направлении оси  $x$ , а волны распространяются вдоль оси  $z$ . Казалось бы, что в жидкости поперечные волны не должны существовать ввиду отсутствия в ней сил, противодействующих сдвигу (модуль сдвига  $\mu = 0$ ). Однако в данном случае такой противодействующей силой является электродинамическая  $\frac{1}{c} [\mathbf{jH}]$ , всегда направленная в сторону, противоположную скорости движения жидкости.

Поясним это, как сделал сам Альфвен [6], на примере идеализированного случая движения, когда внутри безграничной жидкости движется в направлении оси  $u$  прямоугольный столб бесконечной длины сечением  $abcd$  (рис. 86,  $a$ ). При этом однородное магнитное поле направлено вдоль  $z$ .

Электродвижущая сила  $\mathcal{E}$ , возникающая при движении, согласно уравнению (7.6), будет направлена внутри столба вдоль оси  $x$ , а следовательно, в том же направлении потечет и ток  $\mathbf{j}$ . Так как  $\mathcal{E}$  ограничена лишь площадью  $abcd$ , вне которой она равна нулю, то при выходе из прямоугольника  $abcd$  ток должен замкнуться через неподвижные слои жидкости как сверху, так и снизу, как показано на рис. 86, б.

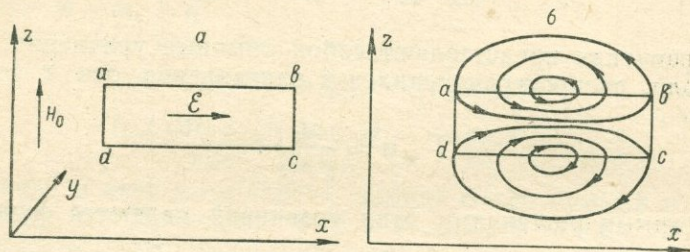


Рис. 86. Возникновение э. д. с. при движении прямоугольного столбца жидкости в однородном магнитном поле.  
а — схема столба; б — система токов.

Взаимодействие тока  $\mathbf{j}$  с магнитным полем  $\mathbf{H}_0$  создает силу на единицу объема, равную  $\frac{1}{c} [\mathbf{j}\mathbf{H}_0]$ , которая внутри прямоугольника будет направлена против  $\mathbf{v}$ , а сверху и снизу его — по направлению  $\mathbf{v}$ . В первом случае она затормозит движение, во втором, наоборот, приведет в движение как верхний, так и нижний слои жидкости.

Но как только возникает движение в этих слоях, начнется обратный процесс, оба слоя будут тормозиться, а слои, лежащие выше и ниже  $abcd$ , придут в движение.

Этот процесс будет распространяться все дальше и дальше как вверх, так и вниз, что и представит собой процесс распространения поперечных волн вдоль оси  $z$ .

По законам механики упругих сред, скорость поперечной волны выражается формулой

$$v = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}},$$

где  $\mu$  — модуль сдвига среды. Сравнивая эту форму с выражением для скорости волн Альфвена (7.19), можно видеть, что модулем сдвига в этом случае является величина

$$\mu = \frac{H_0^2}{4\pi}.$$

Магнитное поле  $h$ , складываясь геометрически с полем  $H_0$ , исказит его, и силовые линии, представляющие собой до на-

чала движения жидкости прямые линии, параллельные оси  $z$ , после возникновения движения приобретут вид периодически меняющихся кривых. Дифференциальное уравнение силовой линии в этом случае должно иметь вид

$$\frac{dy}{dt} = \frac{h}{H_0} = \operatorname{tg} \alpha,$$

где  $\alpha$  — угол, составляемый касательной к силовой линии с осью  $y$ . Подставляя значение  $h$  из (7.20) и производя интегрирование, получим уравнение силовой линии в явном виде:

$$y = y_0 + \frac{ih}{\omega H_0} e^{i\omega \left(t - \frac{z}{u}\right)}, \quad (7.22)$$

т. е. силовая линия будет совершать волнообразное движение с той же скоростью, что  $v$  и  $h$ , но сдвинутое по фазе на  $90^\circ$ . Наблюдателю в этом случае будет казаться, что силовые линии первоначального поля  $H_0$  целиком увлекаются потоком жидкости, перемещаясь вместе с ней и совершая такие же колебательные движения. Отсюда и появился термин „вмороженные силовые линии“, обозначающий, что силовые линии магнитного поля крепко связаны с жидкостью, обладающей проводимостью.

б) В случае, когда жидкая среда имеет конечную проводимость  $\sigma$  и, следовательно, членом  $\nu_m \Delta \mathbf{H}$  в уравнении (7.9) пренебречь нельзя, уравнения (7.9) и (7.12) после соответствующих преобразований, аналогичных предыдущим, принимают вид (считая, что  $v_x = 0$ )

$$\frac{\partial v_y}{\partial t} = \frac{H_0}{4\pi\rho} \frac{\partial h_y}{\partial z}, \quad \frac{\partial h_y}{\partial t} = H_0 \frac{\partial v_y}{\partial z} + \nu_m \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2}. \quad (7.23)$$

После исключения из этих уравнений  $v_y$  будем иметь:

$$\frac{\partial^2 h_y}{\partial t^2} = \frac{H_0^2}{4\pi\rho} \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2} + \nu_m \frac{\partial}{\partial t} \left( \frac{\partial^2 h_y}{\partial z^2} \right). \quad (7.24)$$

Это уравнение является также волновым и отличается от соответствующего уравнения (7.18) лишь членом, выражающим влияние магнитной вязкости на распространение волны  $h$ . Это влияние скажется лишь на амплитуде  $h_0$ , которая будет экспоненциально убывать с расстоянием  $z$ ; скорость же распространения останется той же самой (7.19). Действительно, легко показать, что выражения

$$\mathbf{h} = h_0 e^{-\frac{z}{z_0}} e^{i\omega \left(t - \frac{z}{u}\right)}, \quad \mathbf{v} = v_0 e^{-\frac{z}{z_0}} e^{i\omega \left(t - \frac{z}{u}\right)}, \quad (7.25)$$

где

$$z_0 = \frac{2u^3\nu_m}{\omega^2},$$

удовлетворяют уравнениям (7.23) и (7.24), т. е. магнито-гидродинамические волны в среде с конечной проводимостью распространяются с затухающей амплитудой. Энергия колебательного движения в этом случае тратится на выделение джоулевого тепла.

Магнито-гидродинамические волны были найдены Альфвеном теоретически и долгое время оставались экспериментально неподтвержденными. Однако в 1949 г. Ландквист [164] обнаружил их в сосуде, наполненном ртутью и помещенном в сильное магнитное поле до 10 000 э. Подобные же эксперименты Ленерт [162] произвел с жидким натрием и также доказал существование таких волн.

### § 5. Теория Э. Булларда. Вращение проводящей сферы в постоянном магнитном поле

Теория Э. Булларда [107], объясняющая происхождение главного магнитного поля Земли эффектом самовозбуждения, по существу состоит в решении уравнений магнитной гидродинамики для частного случая вращения жидкой проводящей сферы радиуса  $b$  в постоянном магнитном поле. В этом случае скорость движения жидкости является заданной в форме  $\mathbf{v} = [\omega \mathbf{r}]$ , где  $\omega$  — угловая скорость, которая считается постоянной;  $r$  — расстояние движущейся точки от оси вращения. Поэтому уравнение (7.12) отпадает, и остается уравнение (7.9)

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \gamma_m \Delta \mathbf{H} + \text{rot} [\mathbf{vH}]. \quad (7.26)$$

Для решения этого уравнения необходимо привести его к одной из форм линейных дифференциальных уравнений второго порядка, рассматриваемых в курсах математической физики. Наиболее просто это достигается введением сферической системы координат  $(r, \theta, \lambda)$ , в которой вектор  $\mathbf{v}$  будет иметь лишь одну составляющую

$$v = v_\lambda = \omega r \sin \theta \quad (v_r = v_\theta = 0),$$

а векторное произведение  $[\mathbf{vH}]$  — две:

$$[\mathbf{vH}]_r = -vH_\theta, \quad [\mathbf{vH}]_\theta = vH_r, \quad [\mathbf{vH}]_\lambda = 0.$$

Вследствие этого  $\text{rot} [\mathbf{vH}]$  выразится через составляющие следующим образом:

$$\begin{aligned} \text{rot}_r [\mathbf{vH}] &= \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial (rvH_r)}{\partial \lambda} = -\frac{\partial H_r}{\partial \lambda} \omega, \\ \text{rot}_\theta [\mathbf{vH}] &= -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial (vH_\theta)}{\partial \lambda} = -\frac{\partial H_\theta}{\partial \lambda} \omega, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \operatorname{rot}_\lambda [\mathbf{vH}] &= \frac{1}{r} \left[ \frac{\partial (rvH_r)}{\partial r} + \frac{\partial (vH_\theta)}{\partial \theta} \right] = \\ &= \omega \left[ \frac{\sin \theta}{r} \frac{\partial (r^2 H_r)}{\partial r} + \frac{\partial (\sin \theta H_\theta)}{\partial \theta} \right]. \end{aligned} \quad (7.27)$$

Пользуясь условием, что  $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$ , выраженным в сферических координатах, последнее выражение для  $\operatorname{rot}_\lambda [\mathbf{vH}]$  легко приводится к виду

$$\operatorname{rot}_\lambda [\mathbf{vH}] = -\omega \frac{\partial \mathbf{H}_\lambda}{\partial \lambda}. \quad (7.28)$$

Сопоставляя выражения (7.27) и (7.28) для составляющих ротора, видим, что

$$\operatorname{rot} [\mathbf{vH}] = -\omega \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \lambda},$$

и, следовательно, уравнение (7.26) в сферических координатах примет вид

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = v_m \Delta \mathbf{H} - \omega \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial \lambda}. \quad (7.29)$$

Решая это уравнение методом Фурье—разделения переменных, т. е. полагая  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \varphi(t)$ , где  $\varphi(t)$  — функция одной переменной  $t$ , и принимая во внимание, что  $\mathbf{H}$  должна быть функцией затухающей в зависимости от времени  $t$ , получим с точностью до постоянного множителя

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-pt},$$

где  $p$  — некоторая постоянная величина, вещественная или мнимая. Далее, так как вектор  $\mathbf{H}$  должен быть функцией периодической в зависимости от долготы  $\lambda$ , то его можно представить как

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_1 e^{im\lambda} e^{-pt}. \quad (7.30)$$

Подставляя это значение  $\mathbf{H}$  в уравнение (7.29), получим следующее уравнение:

$$v_m \Delta \mathbf{H}_1 = (im\omega - p) \mathbf{H}_1 \quad (7.31)$$

(здесь  $m$  — целое число), которому должна удовлетворять функция  $\mathbf{H}$ .

Обозначая  $i\omega m - p = v_m k^2$ , будем иметь:

$$\Delta \mathbf{H}_1 = k^2 \mathbf{H}_1. \quad (7.32)$$

Чтобы решить это векторное уравнение, выразим вектор  $\mathbf{H}_1$  через скалярную функцию  $\psi$ , для чего представим вектор  $\mathbf{H}_1$  как сумму двух векторов  $\mathbf{H}_T$  и  $\mathbf{H}_S$ , т. е.

$$\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_T + \mathbf{H}_S.$$

При этом  $\mathbf{H}_T$  направлен по касательной к сфере радиуса  $r$ , а вектор  $\mathbf{H}_S$  по перпендикуляру к  $\mathbf{H}_T$ . Первый из них —  $\mathbf{H}_T$  получил название *тороидального*, а второй —  $\mathbf{H}_S$  *полоидаль-*

ного вектора. В таком случае мы можем  $\mathbf{H}_T$  представить в виде

$$\mathbf{H}_T = - [r \operatorname{grad} \psi],$$

где  $\psi$  — скалярная функция координат  $r$  и  $\theta$ . Так как  $\operatorname{rot} \mathbf{r} = 0$ , то, заменяя векторное произведение по формулам векторного анализа через ротор, получим

$$\mathbf{H}_T = \operatorname{rot}(\mathbf{r} \psi). \quad (7.33)$$

По условию вектор  $\mathbf{H}_S$  должен быть перпендикулярен к  $\mathbf{H}_T$ , поэтому его можно выбрать так, чтобы выполнялось равенство

$$\mathbf{H}_S = k \mathbf{r} \psi. \quad (7.34)$$

Условия (7.33) и (7.34) совместно с условием, что  $\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_T + \mathbf{H}_S$  полностью определяют значения векторов  $\mathbf{H}_T$  и  $\mathbf{H}_S$ , и скалярной функции  $\psi$ .

Из равенства (7.34) вытекает, что

$$\operatorname{rot} \mathbf{H}_S = k \operatorname{rot}(\mathbf{r} \psi) = k \mathbf{H}_T, \text{ или } \mathbf{H}_T = \frac{1}{k} \operatorname{rot} \mathbf{H}_S. \quad (7.35)$$

Так как вектор  $\mathbf{H}_1 = \mathbf{H}_T + \mathbf{H}_S$  удовлетворяет уравнению (7.32), то и каждая из его составляющих также должна удовлетворять этому уравнению. Поэтому взяв  $\operatorname{rot}$  от обеих частей уравнения (7.35), получим

$$\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H}_S = k \operatorname{rot} \mathbf{H}_T,$$

а так как  $\operatorname{rot} \operatorname{rot} \mathbf{H}_S = -\Delta \mathbf{H}_S$ , то

$$k \operatorname{rot} \mathbf{H}_T = -k^2 \mathbf{H}_S, \text{ или } \mathbf{H}_S = -\frac{1}{k} \operatorname{rot} \mathbf{H}_T. \quad (7.36)$$

Таким образом, формулы (7.35) и (7.36) показывают, что вектора тороидальный  $\mathbf{H}_T$  и полоидальный  $\mathbf{H}_S$  выражаются один через другой, и поэтому, зная  $\mathbf{H}_T$ , можно найти  $\mathbf{H}_S$ , и наоборот.

Далее, подставив значение составляющей  $\mathbf{H}_S$  из уравнения (7.34) в уравнение (7.32), получим

$$\Delta \psi = k^2 \psi, \quad (7.37)$$

т. е. функция  $\psi$  также удовлетворяет этому уравнению.

Уравнение (7.37) есть обычное уравнение Гельмгольца, общий интеграл которого представляет сумму следующих членов с постоянными коэффициентами  $a_n^m$ :

$$\psi = a_n^m (kr)^{-\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(kr) P_n^m(\cos \theta), \quad (7.38)$$

или

$$\psi = a_n^m (kr)^{-\frac{1}{2}} Y_{n+\frac{1}{2}}(kr) P_n^m(\cos \theta),$$

где  $J_{n+\frac{1}{2}}(kr)$  и  $Y_{n+\frac{1}{2}}(kr)$  — Бесселевы функции первого и второго рода от комплексного переменного  $(kr)$ ,  $P_n^m$  — присоединенный полином Лежандра. Функция  $J_{n+\frac{1}{2}}$  относится к случаю, когда решение уравнения для  $r=0$  имеет конечное значение, а  $Y_{n+\frac{1}{2}}$  — когда  $H$  обращается в бесконечность при  $r=0$  — случай дипольного поля. Постоянные  $a_n^m$  находятся из пограничных условий, каковыми являются равенство нулю составляющей плотности тока  $j_r$  и непрерывность составляющих  $H_r$ ,  $H_\theta$ ,  $H_\lambda$ , а также составляющих напряженности электрического поля  $E_\theta$  и  $E_\lambda$ , которые находятся из уравнений Максвелла, зная  $H_r$ ,  $H_\theta$  и  $H_\lambda$ . Таким образом, задача о вращении сферы в магнитном поле решается полностью в самом общем виде. Однако доведение этих решений до численных результатов встречает большие трудности, так как в общий интеграл (7.38) уравнения (7.37) входит Бесселева функция от комплексного аргумента. Поэтому Булларду пришлось специально заняться вопросом вычисления Бесселевых функций мнимого аргумента, а именно функций вида

$$\sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{i}}} x J_{n+\frac{1}{2}}(\sqrt{ix}) \text{ и } \sqrt{\frac{\pi}{2\sqrt{i}}} x Y_{n+\frac{1}{2}}(\sqrt{ix}).$$

Из уравнений (7.5) и (7.35) следует, что плотность тока  $j_s$ , соответствующая тороидальному полю  $H_T$ , должна иметь вид

$$\mathbf{j}_s = \frac{k}{4\pi} \mathbf{H}_T, \quad (7.39)$$

а плотность тока  $\mathbf{j}_T$ , соответствующая полоидальному полю  $\mathbf{H}_s$ , — из соотношений (7.5) и (7.36):

$$\mathbf{j}_T = \frac{k}{4\pi} \mathbf{H}_s. \quad (7.40)$$

Ясно, что  $\mathbf{j}_s$  — вектор полоидальный, а  $\mathbf{j}_T$  — тороидальный.

Значения компонент тороидального поля  $\mathbf{H}_T$  и полоидального  $\mathbf{H}_s$ , согласно формулам (7.33), (7.34) и (7.38), выразятся, опуская постоянные члены  $a_n^m$ :

$$H_{Tr} = 0,$$

$$H_{T\theta} = im(kr)^{-\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} e^{im\lambda} e^{-pt},$$

$$H_{T\lambda} = -(kr)^{-\frac{1}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} e^{im\lambda} e^{-pt},$$

$$H_{sr} = n(n+1)(kr)^{-\frac{3}{2}} J_{n+\frac{1}{2}}(kr) P_n^m(\cos\theta) e^{im\lambda} e^{-pt}, \quad (7.41)$$

$$H_{s\theta} = (kr)^{-\frac{3}{2}} \left[ (kr) J_{n-\frac{1}{2}}(kr) - n J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \right] \frac{dP_n^m(\cos\theta)}{d\theta} e^{im\lambda} e^{-pt},$$

$$H_{s\lambda} = im(kr)^{-\frac{3}{2}} \left[ kr J_{n-\frac{1}{2}}(kr) - n J_{n+\frac{1}{2}}(kr) \right] \frac{P_n^m(\cos\theta)}{\sin\theta} e^{im\lambda} e^{-pt},$$

а составляющие векторов  $\mathbf{j}_T$  и  $\mathbf{j}_s$  найдутся простым умножением на  $\frac{k}{4\pi}$ .

Рассмотрим, какой вид имеет тороидальное поле на поверхности сферы для двух частных случаев решения, когда  $n=1$  и  $n=2$ . На сфере  $r=\text{const}$ , поэтому функции от  $r$  в выражениях (7.41) можно положить равными единице, и в таком случае составляющие тороидального вектора для вещественной ( $R$ ) части и мнимой ( $i$ ), полагая в выражениях  $n=1$  и  $n=2$ , выразятся значениями, приведенными в табл. 20.

Таблица 20

$n$	$m$	$H_0^R$	$H_\lambda^R$	$H_0^i$	$H_\lambda^i$
1	0	0	$\sin\theta$	0	0
1	1	$\sin\theta$	$\cos\theta \cos\lambda$	$\cos\lambda$	$-\cos\theta \sin\lambda$
2	0	0	$\frac{3}{2} \sin 2\theta$	0	0
2	1	$-\frac{3}{2} \cos\theta \sin\lambda$	$-\frac{3}{2} \cos 2\theta \cos\lambda$	$\frac{3}{2} \cos\theta \cos\lambda$	$-\frac{3}{2} \cos 2\theta \sin\lambda$
2	2	$-\frac{3}{2} \sin\theta \sin 2\lambda$	$-\frac{3}{2} \sin 2\theta \cos 2\lambda$	$-3 \sin\theta \cos 2\lambda$	$-\frac{3}{2} \sin 2\theta \sin 2\lambda$

Наглядное представление о распределении вихревого поля дает рис. 87, на котором показан ход силовых линий на поверхности сферы, соответствующих каждой из формул (7.41).

Как видно, магнитное поле внутри вращающейся проводящей сферы может принимать разнообразные формы, которые будут зависеть от пограничных условий.

Такое же разнообразие имеет и полоидальное поле  $H_s$ , представленное на рис. 88, где силовые линии показаны в меридиональных плоскостях для  $n=1$  при  $m=0$  и  $n=2$  при  $m=0$  и 1, кроме левого нижнего рисунка, который представляет проекцию силовых линий на поверхность сферы при  $n=2$  и  $m=1$ .

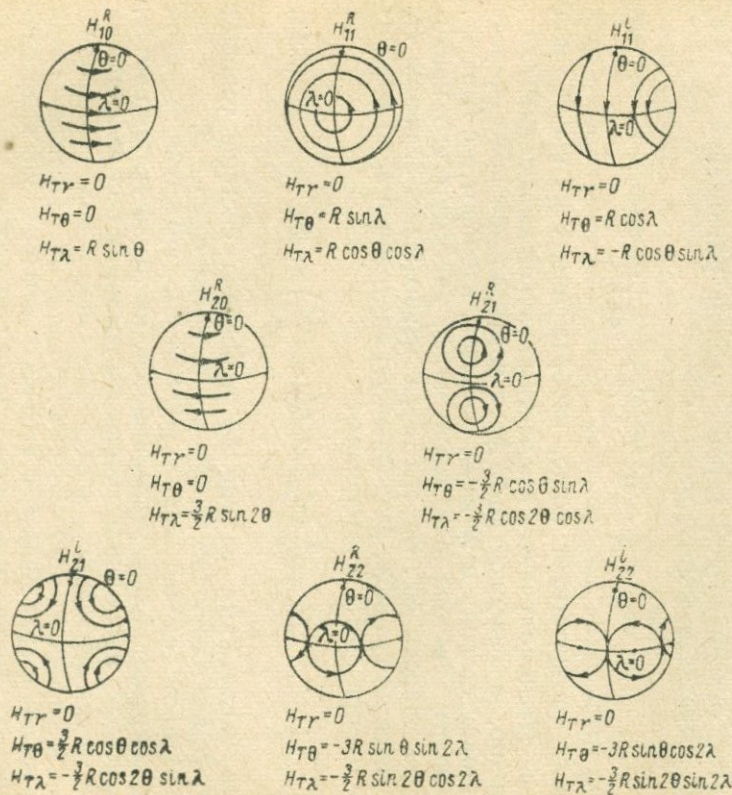


Рис. 87. Распределение вихревого (тороидального) поля на поверхности сферы при различных параметрах  $n$  и  $m$ .

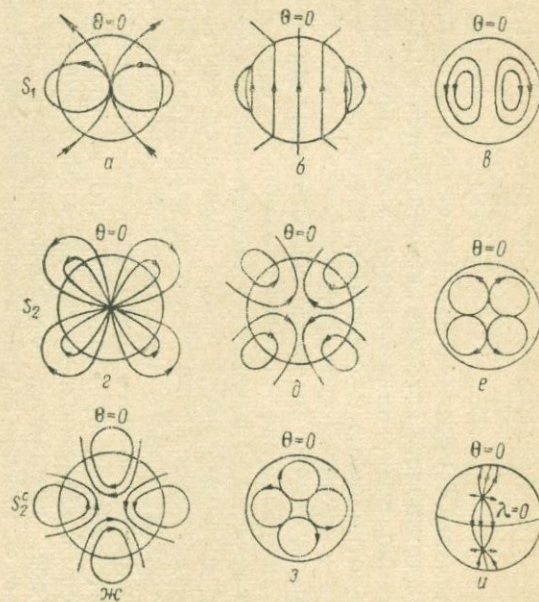


Рис. 88. Распределение полоидального поля в меридиональном сечении ядра для  $n=1, m=0$  и  $n=2, m=0$  и  $1$  (а—з), а также на поверхности сферы (u).

### § 6. Применение общих решений (7.41) к модели Булларда

Формулы (7.41) позволяют найти численные значения напряженности тех полей, которые индуцируются в модели Булларда, а именно поля, индуцируемого при вращении внешнего ядра по отношению к оболочке, и поля при турбулентном вращении жидкой массы ядра.

В первом случае вращение сферы происходит в постоянном поле  $\mathbf{H}_0$ , направление которого совпадает с осью вращения. В этом случае, как показывает теория, никаких индукционных токов не возникает, если сфера вращается как твердое тело, т. е. обладает одинаковой угловой скоростью  $\omega$  во всех внутренних точках. Однако индукционный ток может возникнуть, когда угловая скорость при различных удалениях от центра различна. Буллард предположил, что внутренняя часть ядра с радиусом  $b$  и внешняя часть толщиной  $a - b$ , где  $a$  — радиус всего ядра, вращаются относительно друг друга с угловой скоростью  $\omega$ . В этом случае появится магнитное поле, которое целиком будет иметь тороидальный характер и напряженность которого, ограничиваясь первым членом разложения ( $n = 1, m = 0$ ), выразится формулой

$$H_\lambda = \frac{2}{5} \pi \frac{\sigma}{c^2} \omega H_0 b^5 r^2 \left( \frac{1}{r^5} - \frac{1}{a^5} \right) \sin 2\theta. \quad (7.42)$$

Это поле соответствует полю, изображенному на рис. 87 под литерой  $H_{20}^R$ , и получается как частный случай выражения (7.41). Как видно, в северной полусфере тороидальное поле направлено в одну сторону с  $W$  на  $E$ , в южной, наоборот, — с  $E$  на  $W$ . В плоскости экватора поле равно нулю, максимум его приходится на широту  $45^\circ$ . Внутри ядра наибольшие значения  $H_\lambda$  приходится на границу, разделяющую внутреннее ядро и внешнее, т. е. при  $r = b$ , и составляют

$$H_\lambda = \frac{2}{5} \pi \frac{\sigma}{c^2} \omega b^2 H_0 \left( 1 - \frac{b^5}{a^5} \right) \sin 2\theta. \quad (7.43)$$

Для наглядности на рис. 89 приведена система токовых линий, соответствующих этому полю, когда  $a = 1,5 b$ .

Во втором случае при турбулентном вращении жидкой массы вихревые кольца располагаются, как было указано выше, в плоскостях, проходящих через центр Земли под различными углами к оси вращения, а следовательно, и под различными углами к тороидальному магнитному полю  $H_\lambda$ . Поэтому среди таких колец всегда найдутся кольца, у которых ось направлена перпендикулярно к тороидальному полю  $H_\lambda$ .

Предполагая, что вихревые кольца имеют форму шара радиуса  $a_1$ , можно опять воспользоваться решениями (7.41), определив для них лишь постоянные коэффициенты (для различных значений  $n$  и  $m$ ) из пограничных условий, которые будут отличаться от условий предыдущего случая. Это приводит к тому, что напряженность поля  $H'$ , создаваемая таким вращением, будет иметь две составляющие, определяемые формулами:

$$\begin{aligned} H'_r &= \frac{H_\lambda a_1^3 f(x)}{r^3} \cos(\lambda - \lambda_0) \sin \theta, \\ H'_\theta &= \frac{H_\lambda a_1^3 f(x)}{r^3} \cos(\lambda - \lambda_0) \cos \theta, \\ \lambda_0 &= \varphi(x), \end{aligned} \quad (7.44)$$

в которых координата  $r$  отсчитывается от центра шара (рис. 90), угол  $\theta$  — от оси вращения, а долгота  $\lambda$  — от плоскости, проходящей через ось вращения шара и параллельной плоскости экватора. При этом  $f(x)$  и  $\varphi(x)$  — некоторые вполне определенные функции от

переменной  $x = \sqrt{\frac{4\pi}{c^2} \sigma v_1 a_1}$ , вид которых показан на рис. 91.

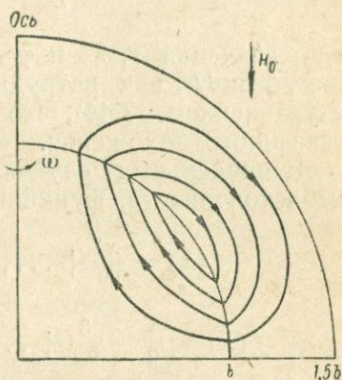


Рис. 89. Система токов в ядре в меридиональном сечении, соответствующая торoidalному полю  $H_\lambda$ .

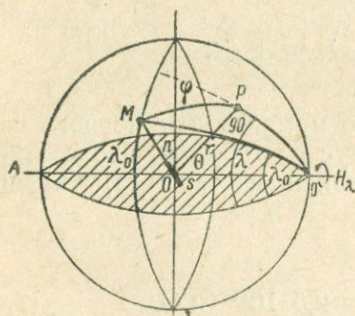


Рис. 90. К выводу формулы (7.44).

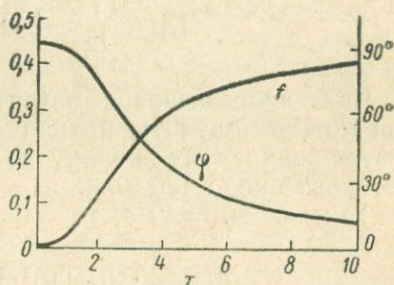


Рис. 91. Вид функций  $f(x)$  и  $\varphi(x)$ .

Как видно, поле, возбуждаемое таким шаром, есть поле диполя, магнитный момент  $M$  которого

$$M = H_\lambda a_1^3 f(x)$$

перпендикулярен к оси вращения шара и расположен в меридиональной плоскости  $\lambda = \lambda_0$ , что можно видеть из рис. 90.

Действительно, магнитный потенциал  $U$  в точке  $P$  с координатами  $\theta$  и  $\lambda$  от диполя  $ns$ , расположенного в плоскости, перпендикулярной оси вращения, должен иметь вид

$$U = \frac{M}{r^2} \cos \varphi = \frac{M}{r^2} \sin \theta \cos (\lambda - \lambda_0),$$

где значения  $r$ ,  $\lambda_0$  и  $\varphi$  показаны на рис. 90. Составляющие же  $H_r$  и  $H_\theta$ , как нетрудно видеть, примут вид, совпадающий с уравнением (7.44), что и доказывает справедливость вышесказанного положения.

В предельных случаях, когда  $x$  стремится к нулю или к бесконечности, функции  $f(x)$  и  $\varphi(x)$  принимают вид

$$f(x) = \frac{x^2}{60} + \dots, \quad \text{tg } \lambda_0 = \frac{21}{x^2} + \dots \quad (x \rightarrow 0),$$

$$f(x) = \frac{1}{2} - \frac{3}{2x} + \dots, \quad \text{tg } \lambda_0 = \frac{3(x-2)}{x(x-3)} \quad (x \rightarrow \infty).$$

Следовательно, в том случае, когда  $x$  очень велико (случай быстрого вращения),

$$M = \frac{1}{2} H_\lambda a_1^3 \quad \text{и} \quad \lambda_0 = 0,$$

в случае, когда  $x$  мало (случай медленного вращения),

$$M = \frac{1}{15} \pi \frac{\sigma}{c^2} v_1 a_1^4, \quad \lambda_0 = \pm \frac{\pi}{2}.$$

Численное значение магнитного момента для первого случая можно получить, приняв радиус  $a = 500$  км, что соответствует вихревому кольцу во внешней части ядра, толщина которого около 1500 км.

Так как  $H_\lambda = 40$  э, то

$$M = \frac{1}{2} \cdot 40 (500)^3 \cdot 10^{15} = 2,5 \cdot 10^{24} \text{ СГС}, \quad (7.45)$$

что соответствует магнитному моменту того источника, который создает одну из материковых аномалий или недипольную часть магнитного поля Земли.

Значение скорости вращения вихревого поля в ядре нам неизвестно, однако можно предполагать, что она одного порядка со скоростью вращения ядра, т. е. порядка 0,02–0,05 см/сек. В таком случае параметр  $x$  будет иметь значение от 1,3 до 3,0, а соответствующие значения функции  $f(x)$ , согласно кри-

вой на рис. 91 — от 0,1 до 0,3, и следовательно, магнитный момент будет лежать в пределах

$$0,5 \cdot 10^{24} < M < 1,5 \cdot 10^{24} \text{ СГС,}$$

т. е. одного порядка с тем, который требуется для образования недипольной части земного поля.

**Момент электромагнитных сил.** При вращении ядра относительно оболочки с угловой скоростью  $\omega$ , как было указано, в ядре возникают токи, которые, взаимодействуя с полем Земли, стремятся затормозить это вращение.

Величина этих токов при вращении сферы в однородном магнитном поле, вычисленная Буллардом [109], на основании формул (7.39)–(7.40) выражается через составляющие в сферических координатах следующим образом:

$$\begin{aligned} j_r &= \frac{1}{5} \frac{\sigma}{c^2} \omega H r \left(1 - \frac{b^5}{a^5}\right) (1 - 3 \cos^2 \theta), \\ j_\theta &= \frac{3}{10} \frac{\sigma}{c^2} \omega H r \left(1 - \frac{b^5}{a^5}\right) \sin 2\theta, \quad j_\lambda = 0. \end{aligned} \quad (7.46)$$

Момент силы такого взаимодействия по законам электродинамики выражается известной формулой

$$\mathbf{P} = \int_V [\mathbf{r} \times \mathbf{j} \mathbf{H}] d\tau,$$

где  $\mathbf{r}$  — радиус-вектор, проведенный из центра шара к элементу объема  $d\tau$ ;  $\mathbf{H}$  — сумма дипольного поля  $\mathbf{H}_0$  и тороидального  $\mathbf{H}_\lambda$ .

Внутри ядра  $\mathbf{H}_0$ , как было указано выше, можно принять постоянным и совпадающим по направлению с осью вращения, которую мы примем за ось  $z$ . Тогда составляющая момента по оси  $z$ , которая вызывает торможение ядра, в сферических координатах  $(r, \theta, \lambda)$  будет иметь вид:

$$\begin{aligned} P_z &= \int r \sin \theta [\mathbf{j} \mathbf{H}]_\lambda d\tau = \int r \sin \theta H_0 j_R d\tau = \\ &= \iiint r^3 \sin^2 \theta H_0 j_R dr d\theta d\lambda, \end{aligned} \quad (7.47)$$

где  $r \sin \theta$  — составляющая радиус-вектора  $r$  на ось  $R$  (рис. 92). Составляющую плотности тока  $j_R$  можно выразить через составляющие в сферических координатах  $j_r$  и  $j_\theta$  по формуле (рис. 92):

$$j_R = j_r \sin \theta - j_\theta \cos \theta.$$

Пользуясь выражением (7.46), будем иметь:

$$j_R = \frac{1}{5} \frac{\sigma}{c^2} \omega H_0 r \left(1 - \frac{b^5}{a^5}\right) (1 - 6 \cos^2 \theta) \sin \theta. \quad (7.48)$$

Подставляя это значение в уравнение (7.47) и производя интегрирование, получим

$$P_z = \frac{8\pi}{75} \frac{\sigma}{c^2} \omega H_0^2 b^5 \left(1 - \frac{b^5}{a^5}\right), \quad (7.49)$$

или, разделив это уравнение почленно на уравнение (7.43), полагая в нем  $\theta = 45^\circ$ , будем иметь:

$$P_z = \frac{4}{15} H_0 H_\lambda b^3. \quad (7.50)$$

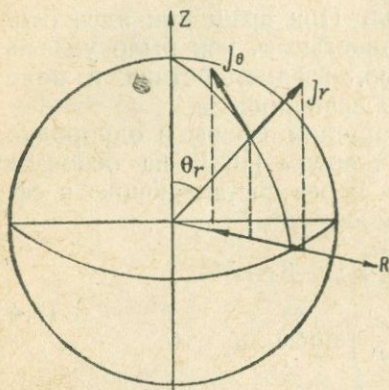


Рис. 92. К выводу формулы (7.47).

Формула (7.49) показывает, что тормозящий момент  $P_z$  не зависит от тороидального поля  $H_\lambda$ , а вызывается исключительно дипольной частью поля  $H_0$ .

Численную величину этого момента найдем, если подставим в формулы установленные ранее значения:  $H_0 = 4$  э,  $H_\lambda = 40$  э и  $b = 1,5 \cdot 10^8$  см, что дает  $P_z = 1,4 \cdot 10^{26}$  дин/см. Общий же момент вращения ядра  $P = J\omega$ , где  $J$  момент его инерции, равен

$$P = \frac{2}{5} m b^2 \omega = \frac{8}{15} \pi \rho b^4 v = 3 \cdot 10^{33} \text{ дин} \cdot \text{см},$$

где  $v$  — линейная скорость относительного движения, которую можно принять равной 0,01 см/сек из явления западного дрейфа. Следовательно, для того чтобы ядро прекратило свое вращение относительно оболочки, понадобился бы промежуток времени

$$t = \frac{J\omega}{P_z} \approx 2 \cdot 10^7 \text{ сек},$$

т. е. меньше одного года.

Однако этого не происходит благодаря тому, что турбулентные движения жидкой массы, обладающие собственным моментом вращения, стремятся увеличить общий момент ядра и тем самым компенсируют эффект торможения. Ниже будет показано, что и само вращение ядра относительно оболочки возникло в результате конвективных движений в нем.

### § 7. Процесс самовозбуждения (регенерации) поля, совпадающего по направлению с первоначальным

По теории Булларда, наблюдаемое земное поле является результатом регенерации первоначального поля, которое, хотя и очень слабое, должно было существовать до начала движения в ядре.

Обнаружить процесс регенерации и определить его количественно теоретическим путем пока еще не удалось, но качественно его проследить можно. Такую картину самовозбуждения, представленную на рис. 93, дает сам Буллард в виде ряда последовательных образований магнитных полей, вызванных вращением всего ядра и турбулентным движением внутри самого ядра.

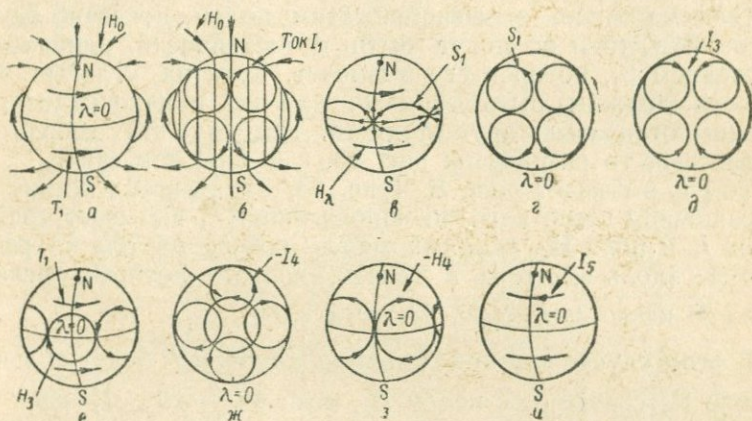


Рис. 93. Схема образования токов и магнитных полей в процессе самовозбуждения (по Булларду).

Положим, что ядро находится во внешнем магнитном поле  $H_0$  (рис. 93, а) и вращается, как показано стрелкой  $T_1$ , с  $W$  на  $E$ , тогда в нем, согласно теории Булларда, возникают токи  $I_1$  (рис. 93, б) и соответствующее им тороидальное поле  $H_\lambda$  (рис. 93, в). Вне ядра поле  $H_0$  имеет дипольный характер, внутри же можно полагать, что оно является однородным (рис. 93, б).

В полях  $H_\lambda$  происходит движение жидких масс, которое состоит из двух поднимающихся и двух опускающихся потоков, равномерно распределенных вокруг экватора. Эти потоки поднимаются из двух точек на экваторе ( $\lambda=0$  и  $\lambda=\pi$ ) и опускаются вблизи точек на экваторе на половине пути между ними.

Проекция такого движения  $S_1$  на поверхность ядра показана на рис. 93, в, а на плоскость экватора — на рис. 93, з.

Поле  $H_\lambda$  взаимодействует с этим движением и вызывает ток  $I_3$ . Происхождение этого тока можно понять, рассматривая взаимодействие северной компоненты движения вдоль меридиана  $\lambda=0$  (рис. 93, в) с полем, направленным к востоку

в северном полушарии. Это взаимодействие вызывает э. д. с., которая имеет компоненту, направленную внутрь ядра. В южном полушарии движение обращено к югу, а поле — к западу, и э. д. с. поэтому также обращена внутрь ядра. Такого же рода рассуждения показывают, что э. д. с. направлена внутрь на плоскости  $\lambda = \pi$  и наружу при  $\lambda = \pm \frac{\pi}{2}$ .

Система токов, вызываемая этим полем, показана на рис. 93, *д*. Эти токи не могут быть геометрически одинаковы с движением  $S_1$ , которое его вызывает. Хотя их угловые зависимости должны быть теми же самыми, однако радиальные должны отличаться друг от друга. Так как эта зависимость неизвестна, то разница на рис. 93, *г* и *д* не показана.

Ток  $I_3$  вызывает поле  $H_3$  (рис. 93, *е*). Взаимодействие его с вращением всего ядра по направлению  $T_1$  вызывает систему токов  $I_4$  и поля  $H_4$ , сходных между собой, центры их расположены вдоль экватора в точках, долгота которых отлична от  $\lambda = 0$  и  $\lambda = \pm \frac{\pi}{2}$  (рис. 93, *ж* и *з*).

В этом случае взаимодействие между  $H_3$  и  $I_1$  будет сильным, и поле  $H_4$  сравнимо с полем  $H_3$ , если  $4\pi \frac{\sigma}{c^2} va > 1$ , где  $v$  — скорость, соответствующая вращению всего ядра. При  $v = 0,03$  см/сек  $4\pi \frac{\sigma}{c^2} va = 400$ . Поэтому  $H_3$  и  $H_4$  оказываются в тесной взаимной связи.

Наконец поле  $H_4$ , взаимодействуя с движением  $S_1$ , вызывает ток  $I_5$ , который и усиливает первоначальное поле  $H_0$  (рис. 93, *и*).

**Модель Инглисса.** Более наглядное представление о том, как происходит процесс регенерации магнитного поля в теории Булларда, дает модель, построенная Инглиссом (рис. 94).

Оболочка Земли на этой модели представлена основанием  $A$  и крышкой  $B$ , связанной с основанием столбиками  $p$  и  $q$ . Ядро моделировано диском  $C$  с установленными на нем двумя сплошными цилиндрами  $E$  и  $F$ . Диск  $C$  при помощи шкива  $T$  и связанного с ним валика  $U$  может вращаться относительно основания  $A$ , что соответствует вращению ядра относительно оболочки. Цилиндры  $E$  и  $F$ , моделирующие вихри в ядре, устанавливаются на столбиках  $a$  и  $b$  и приводятся во вращение при помощи двух колесиков  $r$  и  $s$ , которые соприкасаются с внутренней цилиндрической поверхностью неподвижного основания и одновременно с цилиндрами  $E$  и  $F$ .

Как оболочка, так и ядро на модели изготовлены из проводящего материала, за исключением ведущих колесиков  $r$  и  $s$ . При этом нижний диск  $C$  не соприкасается с основанием  $A$ ,

и электрическая связь осуществляется при помощи скользящих контактов.

Предположим, что существует некоторое начальное магнитное поле, имеющее составляющую напряженности по оси вращения и равную  $H_0$ . В таком случае в нижнем диске  $C$  при его вращении появится э. д. с., которую обозначим через  $E_1$ , а с ней и ток, плотность которого  $J_1$  будет пропорциональна  $\sigma_1 [v_1 H_0]$ , где  $\sigma_1$  — проводимость ядра и  $v_1$  — относительная скорость ядра. Направление же тока будет от периферии диска

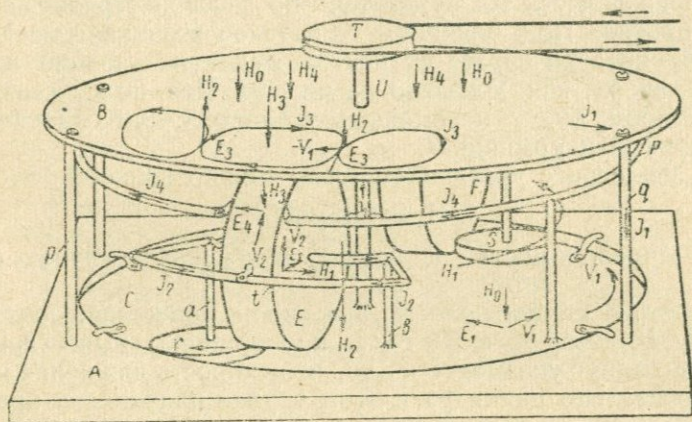


Рис. 94. Модель возникновения магнитного поля Земли Инглисса.

к его центру. Замкнутые цепи этого тока, образуемые радиусами диска (рис. 94), валиком  $U$ , радиусами крышки  $B$  и столбиками основания  $A$ , которые соединены с диском  $C$  скользящими контактами, создадут замкнутое вихревое магнитное поле  $H_1$ , полностью сосредоточенное внутри ядра, которое будем в дальнейшем называть *циркулярным* или *вихревым*.

Величину напряженности  $H_1$  можно выразить формулой

$$H_1 = f_1 \sigma [v_1 H_0], \quad (7.51)$$

где  $f_1$  — некоторая функция, зависящая от формы и размеров ядра.

На этом заканчивается первая стадия процесса регенерации магнитного поля, процесса, который можно подразделить на четыре различные стадии, в соответствии с тем, что в модели возникают последовательно четыре магнитных поля, из которых лишь последнее, четвертое, имеет направление, одинаковое с направлением первоначального поля  $H_0$ .

Вторая стадия заключается в том, что циркулярное поле  $\mathbf{H}_1$ , пронизывая проводящие цилиндры  $E$  и  $F$ , вращающиеся с некоторой скоростью  $\mathbf{v}_2$ , вызывает в них э. д. с.  $E_2 \approx [\mathbf{v}_2 \mathbf{H}_1]$  и ток  $\mathbf{j}_2$ , пропорциональный  $\sigma_2 E_2$  (рис. 94). Так как  $\mathbf{H}_1$  и  $\mathbf{v}_2$  взаимно перпендикулярны, то ток потечет от периферии цилиндра по радиусам его к центру, образуя как справа, так и слева замкнутые цепи вдоль радиуса цилиндра, его оси и проводника  $t$ , соединяющего ось цилиндра с образующей его поверхности.

В правой части ток будет течь по часовой стрелке, а в левой — против. Под влиянием этих токов возникает магнитное поле  $\mathbf{H}_2$ , которое справа от центра будет направлено вниз, а слева — вверх, как показано на рис. 94. Это поле, связанное с цилиндром, будет перемещаться вместе с ним относительно основания  $A$  и крышки  $B$ .

По аналогии с уравнением (7.51) можно написать, что

$$\mathbf{H}_2 = f_2 \sigma_2 [\mathbf{v}_2 \mathbf{H}_1], \quad (7.52)$$

где  $\sigma_2$  — проводимость цилиндра и  $f_2$  — аналогичная функция.

В третьей стадии поле  $\mathbf{H}_2$  при своем движении, пересекая крышку  $B$ , возбudit в ней ток  $\mathbf{j}_3$ , пропорциональный  $-\sigma_1 [\mathbf{v}_1 \mathbf{H}_2]$ , где знак минус указывает на то, что скорость движения крышки относительно цилиндра в этом случае направлена противоположно скорости вращения ядра относительно оболочки.

Ток  $\mathbf{j}_3$ , имеющий вихревой характер, будет ограничен площадкой, расположенной над цилиндром  $E$ .

Направление этого тока должно совпадать с направлением часовой стрелки. Аналогичный же вихрь образуется и над цилиндром  $F$ , но с противоположным направлением.

Магнитное поле  $\mathbf{H}_3$  каждого из этих вихрей будет направлено по вертикали, но противоположно друг другу: над цилиндром  $E$  — вниз, а над цилиндром  $F$  — вверх, при этом

$$\mathbf{H}_3 = f_3 \sigma_1 [\mathbf{v}_1 \mathbf{H}_2]. \quad (7.53)$$

Четвертая, последняя стадия заключается в том, что силовые линии поля  $\mathbf{H}_3$ , пересекая верхнюю часть цилиндра  $E$ , движущегося со скоростью  $\mathbf{v}_2$ , возбуждают в нем ток, направленный справа налево, плотность которого  $\mathbf{j}_4$  пропорциональна  $\sigma_2 [\mathbf{v}_2 \mathbf{H}_3]$ . В заднем же цилиндре  $F$  поле  $\mathbf{H}_3$ , направленное вверх, возбudit ток такой же величины, но направленный слева направо. Оба эти тока, замыкаясь по большому кольцу  $P$ , образуют ток вокруг всего ядра по часовой стрелке, магнитное поле которого  $\mathbf{H}_4$  направлено вниз, т. е. совпадает с первоначальным полем  $\mathbf{H}_0$ , усиливая его на величину  $\mathbf{H}_4$ . При этом

$$\mathbf{H}_4 = f_4 \sigma_1 [\mathbf{v}_2 \mathbf{H}_3]. \quad (7.54)$$

Если положить, что векторы  $H_0$ ,  $H_\lambda$ ,  $H_2$  и  $H_3$  перпендикулярны к соответствующим направлениям направлений скоростей  $v_1$  и  $v_2$ , то, сопоставляя формулы (7.51)–(7.54), будем иметь:

$$[H_\lambda \approx \sigma_1^2 \sigma_2^2 v_1^2 v_2^2 H_0. \quad (7.55)$$

$H_\lambda$  и представляет то поле, которое регенерируется и усиливает первоначальное поле  $H_0$ . Следует указать, что регенерация и возрастание поля  $H_0$  может происходить непрерывно лишь до тех пор, пока энергия, затрачиваемая на поддержание индукционных токов, не станет равна энергии, генерируемой радиоактивными источниками.

Еще более наглядную модель образования вихревого магнитного поля дает рис. 95, на котором показан процесс увлечения силовых линий постоянного магнитного поля  $H$  вращающейся жидкой сферой. В § 6 было показано, что силовые линии в проводящей жидкости жестко с нею связаны — как говорят, вморожены, и если жидкость начинает двигаться, то вместе с нею увлекаются и силовые линии. Поэтому, не прибегая к каким-либо математическим выводам, при помощи простых геометрических соображений о форме силовых линий, которую они приобретают при своем увлечении, можно показать, как это видно на рис. 95, образование двух вихревых колец магнитного поля.

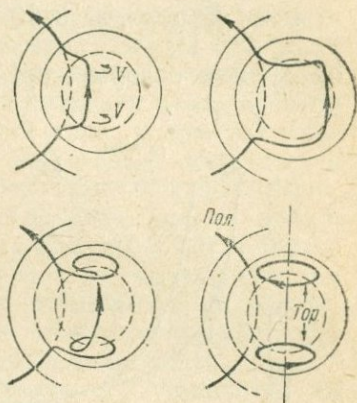


Рис. 95. Схема увлечения силовых линий однородного поля двумя проводящими сферами, вращающимися с различными скоростями, и образование вихревого поля.

## § 8. Условия возможности образования вихревого магнитного поля $H_\lambda$ в ядре в процессе регенерации

1. Из всех полей, возникающих при вращении жидкого ядра в постоянном магнитном поле, наиболее существенную роль играет поле  $H_\lambda$ , так как в образовании поля  $H_2$  участвует лишь часть поля  $H_\lambda$ , которая совпадает по своему направлению с осью вихревого движения жидкости. Вследствие этого  $H_\lambda$  должно быть очень велико по сравнению с  $H_0$ . По расчетам Булларда, оно по крайней мере в 10 раз больше  $H_0$ , так как только при этом условии может начаться процесс регенерации. Поэтому встает вопрос, возможно ли образование поля

такой величины и какие требуются для этого условия. Величину  $H_\lambda$  можно найти из соотношения (7.43), заменив в нем угловую скорость линейной:  $v = r\omega$ .

Если положить  $\frac{H_\lambda}{H_0} = 10$ , то при  $\theta = 45^\circ$  выражение для скорости  $v$  как функции отношения  $\frac{b}{a}$  будет иметь вид

$$v = \frac{25c^2}{\pi \sigma b \left(1 - \frac{a^5}{b^5}\right)}$$

Если  $\frac{\sigma}{c^2}$  порядка  $3 \cdot 10^{-6}$  СГС, то скорость  $v$  в зависимости от  $\frac{b}{a}$  имеет форму, представленную на рис. 96. Кривая показывает, что в диапазоне значений  $\frac{b}{a}$ , примерно от

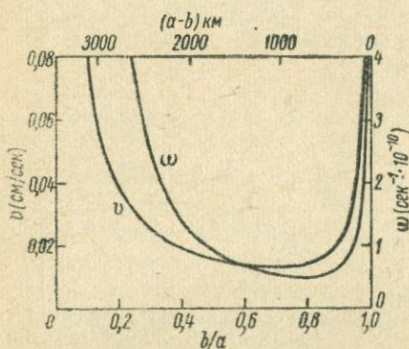


Рис. 96. Зависимость угловой ( $\omega$ ) и линейной ( $v$ ) скоростей от толщины внешнего ядра.

0,3 до 0,9, что соответствует толщинам внешнего слоя ядра от 2800 до 3500 км, скорость почти одна и та же и составляет величину около 0,013 см/сек.

Следовательно, уже при скорости 0,013 см/сек обеспечивается генерация поля  $H_\lambda$ , превосходящего в 10 раз первоначальное поле  $H_0$ . В действительности скорость ядра относительно оболочки, если считать, что западный дрейф обуслов-

лен разностью скоростей вращения ядра и оболочки, должна иметь величину в два раза меньше скорости западного дрейфа, а именно:  $v \approx 0,01$  см/сек, т. е. ту, которая требуется теорией.

Так как на границе ядро—оболочка напряженность дипольного поля составляет примерно 4 э, то вихревое, или торoidalное, поле внутри ядра должно иметь напряженность  $H_\lambda \approx \approx 40-50$  э.

2. Для образования следующего поля  $H_2$  требуется, чтобы турбулентное движение состояло из ряда колец большого диаметра (см. рис. 84), расположенных как в южном, так и в северном полушариях; верхние края колец соприкасаются с оболочкой, а нижние — с внутренним ядром. Однако кольца такого диаметра являются неустойчивыми и должны были бы рас-

пасться на ряд мелких колец, которые не в состоянии были бы обеспечить процесс регенерации, так как магнитное поле, индуцируемое в одном кольце, компенсировалось бы полем другого.

Движение жидких масс по кругу большого радиуса можно рассматривать как движение ламинарное, устойчивость которого определяется числом Рейнольдса [54]:

$$\text{Re} = \frac{\rho l v}{\eta}, \quad (7.56)$$

где  $v$  — скорость;  $\rho$  — плотность жидкости;  $l$  — длина движущегося объекта;  $\eta$  — коэффициент вязкости. Если  $\text{Re} < 2000$ , то движение ламинарное, если же оно больше, то ламинарное переходит в вихревое. Для вихревого кольца в ядре, диаметр которого равен толщине внешней части ядра, и при той скорости, которую имеет вихрь, число Рейнольдса значительно больше критического, и, следовательно, такое кольцо не могло бы оставаться неизменным неопределенно долгое время. Число Рейнольдса, как это следует из формулы (7.56), обратно пропорционально коэффициенту вязкости  $\eta$ , обуславливающему торможение движения. Роль такого торможения в кольце, помимо вязкости ядра, играет так же электромагнитное торможение, которое во много раз превышает вязкость.

Вследствие этого эффективная вязкость  $\eta_{\text{эф}}$  становится на несколько порядков больше, и число Рейнольдса падает до величины меньше критической.

Действительно, при наличии магнитного поля  $H$  число Рейнольдса  $\text{Re}_H$  выражается формулой

$$\text{Re}_H = \frac{4\pi\rho v^2}{H^2}. \quad (7.57)$$

Так как скорость в ядре  $v$ , по расчетам Булларда, составляет величину порядка  $10^{-2}$  см/сек, а магнитное поле на поверхности ядра составляет 4 э, то при плотности ядра  $\rho = 10$  г/см<sup>3</sup> число Рейнольдса будет иметь значение

$$\text{Re} \approx 10^{-3},$$

т. е. на несколько порядков меньше того, которое требуется для возможности ламинарного движения.

Наиболее же существенной частью теории Булларда остается вопрос о причинах неравномерности вращения ядра и оболочки. До сих пор мы рассматривали этот вопрос как опытный факт, вытекающий из существования западного дрейфа. Между тем проблема неравномерности движения ядра и оболочки является настолько важной для понимания всего процесса образования магнитного поля, что требует своего собственного объяснения.

По законам механики, общий момент вращения Земли может меняться лишь под воздействием внешних сил, оставаясь неизменным, какие бы ни происходили процессы внутри самой Земли. Поэтому первое, на что было обращено внимание для объяснения рассматриваемого явления, это влияние небесных тел (Солнца, Луны и других планет) на движение Земли. Известно, что такие влияния вызывают перемещения жидких масс на Земле (явления приливов) и изменения направления оси вращения в пространстве (явления прецессии и нутации). Однако точные расчеты Бонди и Литтльтона [102], а также самого Булларда показали, что ни приливы, ни прецессия, ни нутация не могут вызвать той разности угловых скоростей во вращении ядра и оболочки, которая вытекает из западного дрейфа и которая необходима для образования тороидального поля внутри ядра.

Наконец, можно было привлечь для объяснения этого явления факты наблюдаемой неравномерности вращения всего земного шара, которое проявляется в неравномерности суток, и сравнить их с фактами вековых вариаций. Но и здесь расчеты Булларда показали, что даже при наибольшем внезапном изменении суток, которое наблюдалось в 1897 г., когда сутки увеличились на 0,0034 сек., изменения в относительной скорости ядра и оболочки должны были бы быть на порядок меньше того, что требуется. Поэтому причины разности угловых скоростей ядра и оболочки необходимо искать внутри самой Земли, и к числу их, несомненно, следует отнести конвективные движения в жидком ядре, которые создают дополнительный момент вращения.

По законам механики, изменение момента вращения  $P$  должно сопровождаться появлением момента силы  $M_c$  согласно уравнению

$$\frac{dP}{dt} = M_c$$

При конвективном движении массы жидкости, находящиеся в верхних частях ядра и обладающие большим моментом вращения, должны спускаться к центру ядра, а нижние массы, наоборот, подниматься вверх. Вследствие этого центральная часть ядра, по закону сохранения момента количества движения, приобретет больший момент вращения, а верхние, наоборот, станут иметь меньший. Это равносильно тому, что верхняя часть ядра будет вращаться медленнее, а нижняя — более ускоренно.

Рассмотрим, с какой скоростью должен происходить переход жидкости из верхних частей в нижние, т. е. определим вертикальную составляющую скорости вихревого движения.

Положим, что ядро радиуса  $a$  состоит из двух равных по массе половин, разделенных поверхностью шара радиуса  $a_1$ . Величину  $a_1$  легко определить из условия равенства масс или объемов, считая что плотность ядра везде одинакова, т. е. из

$$\frac{4}{3} \pi a_1^3 = \frac{4}{3} \pi a^3 - \frac{4}{3} \pi a_1^3,$$

откуда  $a_1 = 0,79a$ .

Найдем теперь, насколько изменится момент вращения каждой из этих половин, когда массы верхней половины перейдут в нижнюю, а нижние в верхнюю часть, т. е. обменяются местами.

Если массу всего ядра обозначить через  $m$ , а его угловую скорость через  $\Omega$ , то до начала обмена моменты вращения  $P_1$  и  $P_2$  каждой половины (нижней и верхней) определяются по формулам:

$$P_1 = J_1 \Omega, \quad P_2 = (J - J_1) \Omega, \quad (*)$$

где  $J_1$  и  $J$  — моменты инерции соответственно нижней половины и всего ядра. Момент инерции можно определить по формуле  $J = \frac{2}{5} a^2 m$ , поэтому, заменяя в выражениях (\*)  $J$  и  $J_1$  их значениями, будем иметь:

$$P_1 = 0,126 m a^2 \Omega, \quad P_2 = 0,273 m a^2 \Omega. \quad (7.58)$$

При переходе массы жидкости из верхней половины в нижнюю момент вращения нижней половины станет равным  $P_2$ , а верхней —  $P_1$ , вследствие этого угловые скорости в той и другой изменятся и определяются по формулам:

$$P_2 = 0,126 m a^2 \omega_1, \quad P_1 = 0,273 m a^2 \omega_2. \quad (7.59)$$

Следовательно, нижняя половина изменит свой момент вращения на величину

$$P_2 - P_1 = \Delta P = 0,126 m a^2 (\omega_1 - \Omega), \quad (7.60)$$

и на такую же величину, в силу закона сохранения момента, — верхняя. Из уравнения (7.60), заменяя в них  $P_1$  и  $P_2$  значениями (7.58), найдем, что

$$\omega_1 - \Omega = 1,17 \Omega \quad \text{и} \quad \omega_1 - \omega_2 = 1,71 \Omega.$$

вследствие чего

$$\Delta P = 0,126 m a^2 \cdot 1,17 \Omega = 0,147 m a^2 \Omega. \quad (7.61)$$

Время  $\Delta t$ , в течение которого происходит обмен массами, найдем, если будем считать, что жидкость втекает в нижнюю часть ядра через одну половину поверхности радиуса  $a_1 = 0,79a$  со средней радиальной скоростью  $v_r$ , а через другую половину вытекает с той же скоростью.

В этом случае время  $\Delta t$ , необходимое для прохождения массы жидкости, заполняющей половину верхней части ядра, в нижнюю, определяется из равенства масс верхней и нижней частей ядра, а именно: масса жидкости  $Q$ , прошедшей через половину поверхности сферы радиуса  $a_1$ , очевидно, равна

$$Q = \rho v_r \Delta t 2\pi a_1^2,$$

где  $\rho$  — плотность жидкости. Эта масса займет объем шара радиуса  $a_1$ , вследствие чего можно написать равенство

$$2\pi\rho v_r a_1^2 \Delta t = \frac{4}{3} \pi a_1^3 \rho.$$

Откуда, заменяя  $a_1$  его значением, получим

$$\Delta t = \frac{0,53}{v_r} a. \quad (7.62)$$

Из соотношений (7.61) и (7.62) получаем величину скорости изменения момента вращения, или, иначе, момента количества движения

$$\frac{\Delta P}{\Delta t} = 0,28 m a \Omega v_r.$$

Эта величина должна быть равна моменту сил, каким является момент электромагнитных сил, определяемый формулой (7.50), т. е.

$$0,28 m a \Omega v_r = \frac{4}{15} a^3 H_0 H_\lambda,$$

откуда

$$v_r = \frac{a^2 H_0 H_\lambda}{m \Omega} = \frac{3 H_0 H_\lambda T}{4 \pi a^2 2\pi}.$$

Подставляя значения  $a = 3,5 \cdot 10^8$  см,  $H_0 = 4$  э,  $H_\lambda = 40$  э,  $\rho = 10$  г/см<sup>3</sup>,  $T = 86400$  сек, получим

$$v_r = 1,4 \cdot 10^{-4} \text{ см/сек.}$$

Тангенциальная же скорость, или, иначе, линейная скорость, вращательного движения ядра относительно оболочки при тех же параметрах ядра, как было указано выше, должна составлять около 0,013 см/сек, т. е. почти в 100 раз больше. При скорости же радиального перемещения  $1,4 \cdot 10^{-4}$  см/сек потребовалось бы время  $t$  для перехода жидкой массы ядра от верхней части в нижнюю, считая радиус ядра равным 1000 км, около 23 000 лет ( $t = 1000 \cdot 10^5 : 1,4 \cdot 10^{-4}$ ), — срок достаточно малый в жизни Земли, в течение которого произошло бы перераспределение угловых моментов в ядре.

Таким образом, турбулентные движения в ядре, вызванные температурным градиентом, могут полностью объяснить возникновение замедленного движения ядра на периферии и более быстрого на глубине. Следует также указать, что при выводе формулы (7.42), показывающей зависимость напряженности поля  $H$  в ядре от скорости относительного движения  $v$ , предполагалось, что внутреннее ядро радиуса  $b$  вращается со скоростью  $v$  внутри неподвижной оболочки радиуса  $a$  той же самой проводимости. Однако уравнение (7.42) не изменится, если система координат будет вращаться со сферой радиуса  $b$ . Поэтому решение задачи, выражаемое формулами (7.41), будет одинаково с решением задачи о вращении оболочки радиуса  $a$  относительно неподвижной сферы радиуса  $b$ .

### § 9. Недипольная часть главного поля и вековые вариации с точки зрения динамо-теории

В предыдущих параграфах было показано, что при определенных условиях в ядре вследствие динамоэффекта может возникать процесс регенерации, который приводит к образованию дипольной части земного магнитного поля. Таким образом, теория динамоэффекта дает вполне удовлетворительный ответ на происхождение этой части поля. Не менее успешно объясняется по этой теории образование недипольной части и вековых вариаций.

Математический анализ данных по распределению этих полей (материковые аномалии) на поверхности Земли, как было показано в § 3 гл. IV, приводит к заключению, что источниками их могут служить диполи, расположенные в верхних частях ядра, магнитные моменты которых составляют примерно двадцатую часть момента Земли.

В § 8 (7.45) мы видели, что в сфере радиуса 500 км, вращающейся в вихревом поле  $H$ , создается магнитное поле, эквивалентное полю диполя, момент которого как раз соответствует моменту, получаемому из теоретических расчетов.

Таким образом, те же силы вихревого (турбулентного) движения жидких масс в ядре, которые приводят к образованию дипольной части, создают и недипольную часть и вековые вариации.

### § 10. Теория самообращения (инверсии) магнитной оси земного шара

Одним из выводов палеомагнитных исследований, как было указано в § 2 гл. VI, является возможность самообращения или инверсии магнитной оси земного шара, поэтому любая современная теория происхождения магнитного поля Земли должна дать ответ на этот вопрос.

Первая попытка в этом направлении была сделана Буллардом [109], который, подробно анализируя явления динамоэффекта в унифилярной машине (см. рис. 83), показал, что такая машина при любых условиях ее движения не в состоянии самопроизвольно изменить направление индуцированного ею поля на обратное. Единственно, что происходит в такой модели при вращении диска (рис. 83), — это периодические колебания напряженности индуцированного магнитного поля с амплитудой, значительно меньшей, чем полная его величина.

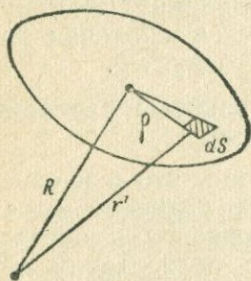


Рис. 97. — К выводу магнитного момента линейного контура.

Однако, как указывает Буллард, это не исключает того, чтобы более сложная модель такой динамо-машины не обнаружила подобного явления.

В более общем виде эта задача была решена Ранкорном [176], который, исходя из выводов Булларда, что в ядре при вращении его с относительной угловой скоростью возникает внутреннее вихревое поле  $H_\lambda$ , показал, что уравнения магнитной гидродинамики не исключают возможности изменения направления магнитного момента земного ядра на обратное. Решение этой задачи состоит в следующем.

Согласно магнитогидродинамической теории земного магнетизма, дипольный магнитный момент обусловлен токами в ядре, вследствие чего для решения вопроса о возможности самообращения магнитной оси земного шара необходимо выразить этот момент как функцию плотности токов, протекающих в ядре.

В § 4 гл. I было показано, что магнитный момент  $M$  линейного контура есть произведение силы тока  $I$  на площадь контура  $S$ , т. е.

$$M = \frac{IS}{c}.$$

В свою очередь площадь  $S$  является суммой элементарных площадок  $ds$ , т. е.

$$S = \frac{1}{2} \oint [\rho dr'],$$

где  $\rho$  — радиус-вектор, проведенный из центра контура (рис. 97), а  $dr'$  — элемент длины контура.

Обозначая расстояние от начала координат до центра контура через  $R$  (рис. 97), легко видеть, что

$$\rho = r' - R,$$

поэтому

$$S = \frac{1}{2} \oint [(r' - R) dr'].$$

При этом интегрирование здесь должно быть произведено вдоль контура  $S$ . Второй из интегралов правой части, как легко видеть, равен нулю, поэтому

$$M = \frac{IS}{c} = \frac{I}{2c} \oint [r' dr']. \quad (7.63)$$

Если имеется не один контур тока, а целый объем пространства, в котором циркулируют токи, то силу тока  $I$  необходимо заменить плотностью  $\mathbf{j}$  по формуле  $I dr' = \mathbf{j} d\tau$ ; в таком случае дипольный магнитный момент земного ядра выразится, как

$$[\mathbf{M} = \frac{1}{2c} \int [\mathbf{r}' \mathbf{j}] d\tau, \quad (7.64)$$

а намагниченность

$$\mathbf{J} = \frac{\Delta \mathbf{M}}{\Delta \tau} = \frac{1}{2c} [\mathbf{r}' \mathbf{j}].$$

Подставим в формулу (7.64) вместо плотности тока  $\mathbf{j}$  его выражение (7.6), опуская значок у  $r$ , тогда

$$M = \frac{\sigma}{2c^2} \int [\mathbf{rE}] d\tau + \frac{\sigma}{2c^2} \int [\mathbf{r} [\mathbf{vH}]] d\tau.$$

Первый из этих интегралов равен нулю, так как при установившемся режиме в ядре  $\mathbf{E} = -\text{grad} U$ , где  $U$  — потенциал электрического поля, и, следовательно,

$$\int [\mathbf{rE}] d\tau = - \int [\mathbf{r} \text{grad} U] d\tau = \int \text{rot}(\mathbf{r}U) d\tau.$$

Последний интеграл легко преобразуется в поверхностный по формуле

$$\int \text{rot}(\mathbf{r}U) d\tau = \int [dS(\mathbf{r}U)].$$

Для шаровой поверхности  $S$ , какой является ядро,  $dS$  и  $r$  имеют одинаковое направление, вследствие чего этот интеграл равен нулю, и поэтому

$$M = \frac{\sigma}{2c^2} \int [\mathbf{r} [\mathbf{vH}]] d\tau,$$

или, согласно формулам векторной алгебры,

$$M = \frac{\sigma}{2c^2} \left[ \int (\mathbf{rH}) \mathbf{v} d\tau - \int (\mathbf{rv}) \mathbf{H} d\tau \right]. \quad (7.65)$$

Выразим далее  $\mathbf{H}$  через составляющие вектора-потенциала  $\mathbf{A}$  по направлению радиус-вектора  $\mathbf{A}_r$  и по направлению, к нему перпендикулярному  $\mathbf{A}_t$ , т. е.

$$\mathbf{H} = \text{rot } \mathbf{A}_r + \text{rot } \mathbf{A}_t.$$

Но

$$\mathbf{A}_r = r\psi(x, y, z), \quad \mathbf{A}_t = [r \text{ grad } \varphi(x, y, z)],$$

где  $\varphi$  и  $\psi$  — некоторые скалярные функции координат точки, в которой рассматривается вектор-потенциал  $\mathbf{A}$ , и, следовательно,

$$\mathbf{H} = \text{rot}(r\psi) + \text{rot}[r \text{ grad } \varphi] = \mathbf{H}_T + \mathbf{H}_S. \quad (7.66)$$

Нетрудно видеть, что вектор  $\mathbf{H}_T = \text{rot}(r\psi)$  направлен перпендикулярно к  $\mathbf{r}$ , а вектор  $\mathbf{H}_S = [r \text{ grad } \varphi]$  — по направлению  $\mathbf{r}$ , и, следовательно  $\mathbf{H}_T$  является вектором тороидальным, а  $\mathbf{H}_S$  — полоидальным.

Аналогично можно выразить и вектор скорости  $\mathbf{v}$ , который также является вихревым, а именно:

$$\mathbf{v} = \mathbf{v}_T + \mathbf{v}_S = \text{rot}(r\psi') + \text{rot}[r \text{ grad } \varphi'], \quad (7.67)$$

где  $\varphi'$  и  $\psi'$  — также скалярные функции.

Подставляя значения векторов  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{H}$  по формулам (7.66) и (7.67) в уравнение (7.65) и принимая во внимание, что скалярные произведения  $(\mathbf{r}\mathbf{H}_T) = (\mathbf{r}\mathbf{v}_T) = 0$ , будем иметь:

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \left[ \int_{\tau} (\mathbf{r}\mathbf{H}_S)(\mathbf{v}_T + \mathbf{v}_S) d\tau - \int_{\tau} (\mathbf{r}\mathbf{v}_S)(\mathbf{H}_T + \mathbf{H}_S) d\tau \right]. \quad (7.68)$$

Ранкорн, как было указано выше, основываясь на выводах Булларда, предположил, что наблюдаемое магнитное поле на земной поверхности  $\mathbf{H}_0$  представляет собой вторичное по отношению к внутреннему вихревому полю, которое вместе с движением жидкой массы ядра является причиной возникновения токов в ядре. Поэтому в формуле (7.6) для плотности тока, а следовательно и в формуле (7.68), за вектор  $\mathbf{H}$  следует принять напряженность внутреннего вихревого поля  $\mathbf{H}_\lambda$ , которое не может иметь составляющей по направлению радиуса-вектора  $\mathbf{r}$ , вследствие чего в выражении (7.68) для  $\mathbf{M}$  составляющая  $\mathbf{H}_S$  должна быть равна нулю, и тогда

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \int (\mathbf{r}\mathbf{v}_S) \mathbf{H}_T d\tau = \int (\mathbf{r} \text{ rot}[r \text{ grad } \varphi']) \text{rot}(r\psi) d\tau.$$

На основании формул векторного анализа можно написать

$$\begin{aligned} \text{rot}[r \text{ grad } \varphi'] &= \mathbf{r} \text{ div grad } \varphi' - \text{grad } \varphi' \text{ div } \mathbf{r} + \\ &+ (\text{grad } \varphi' \text{ grad}) \mathbf{r} - (\mathbf{r} \text{ grad}) \text{grad } \varphi'. \end{aligned}$$

Но

$$\operatorname{div} \operatorname{grad} \varphi' = \Delta \varphi', \quad \operatorname{div} \mathbf{r} = 3, \quad \operatorname{rot} (\mathbf{r} \psi) = [\mathbf{r} \operatorname{grad} \psi'].$$

$$(\mathbf{r} \operatorname{grad}) \operatorname{grad} \varphi' = r \frac{\partial^2 \varphi'}{\partial r^2}, \quad (\operatorname{grad} \varphi' \operatorname{grad}) \mathbf{r} = \operatorname{grad} \varphi'.$$

Следовательно,

$$\operatorname{rot} [\mathbf{r} \operatorname{grad} \varphi'] = r \Delta \varphi' - \frac{\partial^2 (\mathbf{r} \varphi')}{\partial r^2},$$

а

$$\mathbf{M} = \frac{\sigma}{2c^2} \int_{\tau} \left( r^2 \Delta \varphi' - r \frac{\partial^2 (\mathbf{r} \varphi')}{\partial r^2} \right) [\mathbf{r} \operatorname{grad} \psi] d\tau. \quad (7.69)$$

Дипольный магнитный момент направлен по оси вращения, которая является осью сферических координат  $z$ . Составляющую же момента  $M$  по этой оси найдем, если выразим векторное произведение  $[\mathbf{r} \operatorname{grad} \psi]$  через составляющие по направлениям  $\theta$  и  $\lambda$ , а именно:

$$[\mathbf{r} \operatorname{grad} \psi] = \frac{\partial \psi}{\sin \theta \partial \lambda} \bar{\theta} - \frac{\partial \psi}{\partial \theta} \bar{\lambda},$$

где  $\bar{\theta}$  и  $\bar{\lambda}$  — единичные вектора по направлению меридиана и параллели.

Если спроектируем эти составляющие на ось вращения (рис. 98), то первая составляющая даст  $\frac{\partial \psi}{\partial \lambda}$ , а вторая нуль, и, следовательно,

$$M_z = \frac{\sigma}{2c^2} \int_{\tau} f(r, \theta, \lambda) \frac{\partial \psi}{\partial \lambda} r^2 \sin \theta d\theta d\lambda,$$

где

$$f(r, \theta, \lambda) = r^2 \Delta \varphi' - r \frac{\partial^2 (\mathbf{r} \varphi')}{\partial r^2}.$$

Функции  $f$  и  $\varphi'$  можно разложить в ряд по сферическим функциям, т. е. представить их в виде

$$f = \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=0}^n F_n(r) P_n^m(\cos \theta) [a_n^m \cos m\lambda + b_n^m \sin m\lambda],$$

$$\varphi' = \sum_{k=1}^{\infty} \sum_{l=0}^k \Phi_k(r) P_k^l(\cos \theta) [a_k^l \cos l\lambda + b_k^l \sin l\lambda].$$

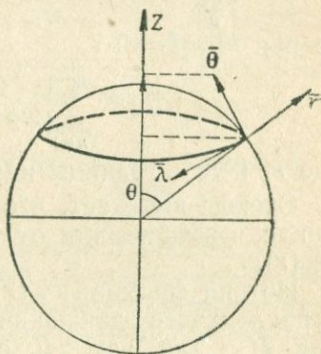


Рис. 98. К вопросу о составляющих дипольного магнитного момента.

Так как по свойству тригонометрических функций и функций Лежандра

$$\int_0^{2\pi} \cos m\lambda \frac{\cos l\lambda}{\sin l\lambda} d\lambda = 0, \text{ если } l \neq m, \int_0^{2\pi} \cos m\lambda \cos l\lambda d\lambda =$$

$$= \pi, \text{ если } m=l > 0,$$

$$= 2\pi, \text{ если } m=l=0,$$

$$\int_0^\pi P_n^m P_k^m \sin \theta d\theta = 0, \text{ если } n \neq k,$$

$$\int_0^\pi (P_n^m)^2 \sin \theta d\theta = \frac{2}{2n+1} \frac{(n+m)!}{(n-m)!}, \text{ если } n=k,$$

то при  $m=l=0$

$$M_z = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2\pi\sigma}{(2n+1)c^2} \int_{r_1}^{r_2} r^2 F_n(r) \Phi_n(r) dr, \quad (7.70)$$

где  $r_1$  и  $r_2$  — границы ядра.

Отсюда вытекает, что  $M_z$  может иметь знаки и плюс и минус, в зависимости от того, какой знак у функции  $F_n(r)$  или  $\Phi_n(r)$ .

Но вид функции  $F_n(r)$  обусловлен видом функции скорости турбулентного движения в ядре  $v$ , а  $\Phi_n(r)$  — видом функции  $H_T$ . Так как  $H_T$  считается постоянной во времени, то изменение величины и знака  $M_z$  зависит исключительно от функции  $F_n(r)$ , т. е. от изменения скорости  $v$ , обусловленной физическими условиями в ядре.

К сожалению, эти условия нам еще не известны, и поэтому производить расчет магнитного момента по формуле (7.70) можно лишь, задаваясь функцией  $F_n(r)$ . Тем не менее выводы Ранкорна имеют то значение, что указывают на возможность инверсии магнитной оси при изменении с течением времени физических условий в ядре.

**Модель двойного динамо.** Теория самообращения Ранкорна, рассмотренная выше, носит чисто формальный характер и не дает какого-либо физического представления о самом процессе самообращения. Значение ее заключается лишь в том, что она доказывает математически возможность существования такого процесса, возможность, которая определяется знаком функции  $F_n(r)$ . Однако вопрос о том, при каких условиях функция  $F_n(r)$  может менять свой знак, остается в теории Ранкорна открытым.

Одним из решений этого вопроса явилась модель под названием двойного динамо, предложенная Рикитаки [175] и

схематически представленная на рис. 99. Как видно, она является не чем иным, как видоизменением модели, рассмотренной в § 3 (см. рис. 83), в которой один вращающийся диск заменен двумя взаимно связанными дисками.

Особенностью такой модели по сравнению с однодисковой является то, что она не только может самовозбуждаться, но при определенных условиях находится в неустойчивом состоянии, которое приводит к изменению как величины, так и направления возбуждаемого ею магнитного поля.

Процесс генерации и регенерации такой модели заключается в следующем. При вращении обоих дисков с угловыми скоростями  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в магнитном поле  $H$ , совпадающем с осью вращения, в каждом из дисков возникает электродвижущая сила и ток, направленные от периферии к центру или от центра к периферии, в зависимости от направления  $\omega$  и  $H$ . Вследствие этого в контуре  $A$  (рис. 99) потечет ток, возбуждаемый диском  $1$ , который начнет взаимодействовать с током в диске  $2$ , и наоборот, ток в контуре  $B$  начнет взаимодействовать с током в диске  $1$ . Такое взаимодействие в зависимости от параметров модели и от величины скоростей  $\omega_1$  и  $\omega_2$  приведет к перераспределению как скоростей  $\omega_1$  и  $\omega_2$ , так и возбуждаемых токов  $I_1$  и  $I_2$ , а следовательно, и магнитных полей, создаваемых каждым контуром.

Теория этого процесса, данная также Рикитакки, сводится к решению уравнений движения дисков и их электромагнитного состояния. Эти уравнения, по законам механики и электродинамики, могут быть написаны в виде

$$\begin{aligned} J_1 \frac{d\omega_1}{dt} &= P_1 - M_{1,2} I_1 I_2, & J_2 \frac{d\omega_2}{dt} &= P_2 - M_{2,1} I_1 I_2, \\ L_1 \frac{dI_1}{dt} + R_1 I_1 &= \omega_1 M_{1,2} I_2, & L_2 \frac{dI_2}{dt} + R_2 I_2 &= \omega_2 M_{2,1} I_1, \end{aligned} \quad (7.71)$$

где  $L_1$  и  $L_2$  — индуктивности дисков, а  $J_1$  и  $J_2$  — их моменты инерции;  $M_{1,2}$  и  $M_{2,1}$  — взаимная индуктивность между контуром  $A$  и диском  $2$  и контуром  $B$  и диском  $1$ ;  $R_1$  и  $R_2$  — сопротивления контуров  $A$  и  $B$ ,  $P_1$  и  $P_2$  — моменты вращения дисков, вызванные внешними силами.

Решая эти уравнения относительно  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $I_1$  и  $I_2$ , мы и получим зависимости этих величин от времени.

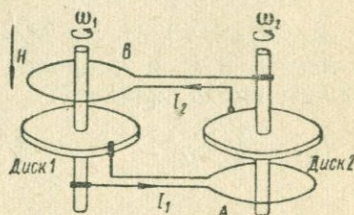


Рис. 99. Модель двойного динамо.

Однако, не прибегая к решению, можно найти условия, при которых система будет находиться в устойчивом состоянии.

Действительно, полагая  $\omega_1$ ,  $\omega_2$ ,  $I_1$  и  $I_2$  постоянными, из уравнения (7.71) будем иметь:

$$I_1 I_2 = \frac{P_1}{M_{1,2}} = \frac{P_2}{M_{2,1}}, \quad \omega_1 = \frac{R_1 I_1}{M_{1,2} I_2}, \quad \omega_2 = \frac{R_2 I_2}{M_{2,1} I_1}.$$

Таким образом, необходимым условием устойчивого состояния является равенство отношений  $\frac{P_1}{M_{1,2}} = \frac{P_2}{M_{2,1}}$ , и в частном случае:  $P_1 = P_2$  и  $M_{1,2} = M_{2,1} = M$ . Если это условие выполнено, то токи  $I_1$  и  $I_2$  и скорости  $\omega_1$  и  $\omega_2$  в устойчивом состоянии должны иметь значения:

$$I_{1,c} = \sqrt{\frac{k P_1}{M}}, \quad I_{2,c} = \sqrt{\frac{P_1}{M k}}, \quad \omega_{1,c} = \frac{k P_1}{M}, \quad \omega_{2,c} = \frac{R_2}{k M},$$

где

$$k = \frac{I_{1,c}}{I_{2,c}}.$$

Переходя к решению системы уравнений (7.71), в целях упрощения, следуя Рикитаки, будем считать, что

$$L_1 = L_2 = L, \quad R_1 = R_2 = R, \quad M_{1,2} = M_{2,1}, \quad J_1 = J_2 = J \\ \text{и } P_1 = P_2 = P.$$

Кроме того, произведем замену всех функций и аргумента в уравнениях безразмерными величинами по формулам:

$$t = \sqrt{\frac{JL}{PM}} t', \quad I_1 = \sqrt{\frac{P}{M}} I'_1, \quad I_2 = \sqrt{\frac{P}{M}} I'_2, \quad \omega_1 = \sqrt{\frac{PL}{JM}} \omega'_1, \\ \omega_2 = \sqrt{\frac{PL}{JM}} \omega'_2,$$

тогда уравнения (7.71) приобретут вид:

$$\frac{dI'_1}{dt'} + K I'_1 = \omega'_1 I'_2, \quad \frac{dI'_2}{dt'} + K I'_2 = \omega'_2 I'_1, \quad \frac{d\omega'_1}{dt'} = \\ = 1 - I'_1 I'_2, \quad \frac{d\omega'_2}{dt'} = 1 - I'_1 I'_2, \quad (7.72)$$

где

$$K = \sqrt{\frac{R^2 J}{LMP}}.$$

Из этих уравнений видно, что в устойчивом состоянии токи и угловые скорости должны иметь значения:

$$I'_{1,c} = \sqrt{k}, \quad I'_{2,c} = \frac{1}{\sqrt{k}}, \quad \omega'_{1,c} = kK, \quad \omega'_{2,c} = \frac{K}{k}.$$

Поэтому, обозначая

$$I'_1 = I'_{1,c} + i_1, \quad I'_2 = I'_{2,c} + i_2, \quad \omega'_1 = \omega'_{1,c} + \omega_1, \quad \omega'_2 = \omega'_{2,c} + \omega_2,$$

где  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — отклонения соответствующих величин от их значений в устойчивом состоянии системы, и подставляя их в уравнения (7.72), получим

$$\begin{aligned} \frac{di_1}{dt'} &= -Ki_1 + kKi_2 + k^{-\frac{1}{2}}\omega_1 + \omega_1i_2, \\ \frac{di_2}{dt'} &= -Ki_2 + k^{-1}Ki_1 + k^{\frac{1}{2}}\omega_2 + \omega_2i_2, \\ \frac{d\omega_1}{dt'} &= \frac{d\omega_2}{dt'} = -k^{-\frac{1}{2}}i_1 - k^{\frac{1}{2}}i_2 - i_1i_2. \end{aligned} \quad (7.73)$$

Решение этих уравнений возможно лишь в частном случае, когда  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  настолько малы, что произведениями их можно пренебречь. Для общего же случая система аналитического решения не имеет, и поэтому единственная возможность получить зависимость  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  от времени — это применить численные методы решения.

Рикитаки [175] произвел такие вычисления для одного частного случая, когда коэффициенты уравнений (7.73) имели значения:

$$k=4, \quad K=1, \quad I'_{1,c}=2,$$

$$I'_{2,c}=0,5, \quad \omega'_{1,c}=4, \quad \omega'_{2,c}=0,25$$

и когда начальными условиями при  $t'=0$  были  $i_1=1, i_2=\sqrt{2}, \omega_1=\omega_2=0$ . Результаты этих расчетов даны в виде графиков (рис. 100). За оси абсцисс приняты оси  $I'_1=0$  и  $I'_2=0$ , вследствие чего за положительные значения силы токов в контурах следует принимать точки кривых, лежащих выше оси  $i_1=-2$  и  $i_2=-0,5$ .

Кривые показывают, что в начальной стадии от  $t'=0$  до  $t' \approx 3,5$  возникает колебательный процесс, и значения всех искомых функций  $i_1$ ,  $i_2$ ,  $\omega_1$  и  $\omega_2$  меняются не только по вели-

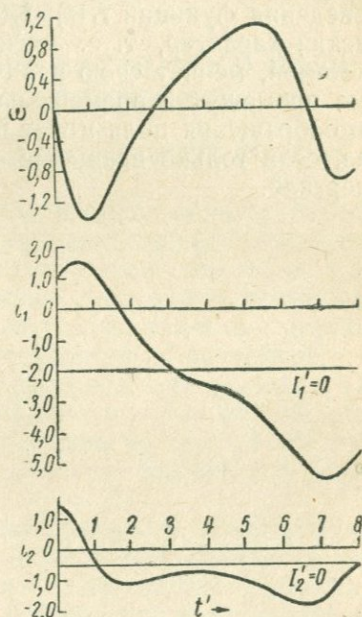


Рис. 100. Пример колебаний угловой скорости вращения ядра и возникающих в нем токов.

$I_1$  и  $I_2$  — в случае двойного диамма.

чине, но и по знаку, превосходя по абсолютной величине значения  $I'_{1,c} + i_1$  и  $I'_{2,c} + i_2$ , т. е. происходит процесс самообращения токов и соответствующих им магнитных полей. В дальнейшем, при  $t' > 3,5$  начинается рост всех величин  $i_1$ ,  $i_2$  и  $\omega$ , однако каков будет характер этого процесса в дальнейшем — будет ли он непрерывно возрастать или же произойдет повторный колебательный процесс — в данной работе автору не удалось проследить из-за громоздкости вычислительных операций.

В последующие годы такие вычисления были проделаны на счетнорешающих устройствах, которые показали, что в зависимости от значений параметров  $k$  и  $K$  и начальных условий система двойного динамо может давать различные варианты поведения функций  $i_1(t)$ ,  $i_2(t)$ ,  $\omega(t)$ , но все они имеют циклический характер, т. е. магнитное поле, возбуждаемое такой системой, меняет свою величину и направление через различные промежутки времени на противоположные, и такие циклы самообращения поля могут происходить неопределенное число раз, если только вращение системы поддерживается внешней энергией.

---

## Часть II. ПЕРЕМЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

---

### ГЛАВА VIII

#### КЛАССИФИКАЦИЯ ВАРИАЦИЙ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ И МЕТОДЫ ИХ ИССЛЕДОВАНИЯ

##### § 1. Общие сведения и классификация магнитных вариаций

На постоянное магнитное поле Земли, свойства которого были рассмотрены в первой части, накладывается переменное, вызывающее изменения во времени главного магнитного поля. Хотя величина этих изменений по сравнению с величиной постоянной части и незначительна, тем не менее, будучи связана с другими геофизическими явлениями, происходящими в ионосфере, она дает возможность судить и об этих явлениях и их причинах. Поэтому изучение переменного поля и его закономерностей представляет большой научный и практический интерес. Достаточно сказать, что от состояния ионосферы зависит слышимость радиопередающих устройств.

Переменное магнитное поле Земли является геометрической разностью между наблюдаемой величиной напряженности магнитного поля и средним его значением за какой-либо длительный промежуток времени — месяц, год. Наблюдения показывают, что эта разность, получившая название *вектора магнитных вариаций*, меняется в разные дни по-разному. Иногда изменения происходят плавно, подчиняясь определенной закономерности, иногда же они имеют беспорядочный характер, когда периоды, амплитуды и фазы непрерывно меняют свое значение. В первом случае изменения или вариации называются *спокойными* или *невозмущенными*, а во втором — *возмущенными*.

Невозмущенные вариации имеют более или менее периодичный характер, т. е. обладают вполне определенными периодами. Так, например, если наблюдать в невозмущенный день в Ленинграде за поведением свободно вращающейся магнитной стрелки,

расположенной горизонтально, то можно заметить, что северный конец ее утром начинает отклоняться к востоку и в 8 часов утра достигает наибольшего отклонения, после чего наступает обратный ход к западу, который заканчивается около 14 часов. Разность между максимальным и минимальным отклонением стрелки в течение суток в Ленинграде не превышает  $16'$ , и поэтому заметить ее можно только при тщательных наблюдениях. Следовательно, магнитный меридиан и соответственно этому магнитное склонение в течение суток непрерывно меняются. Такие изменения, которым подвергаются в течение суток не только склонение, но и все остальные элементы, носят название *солнечносуточных вариаций*, имеющих период, равный солнечным суткам.

Помимо солнечносуточных вариаций, существуют вариации других периодов. Поэтому удобно невозмущенные вариации классифицировать по периоду, тем более, что и причины их различные. К числу невозмущенных вариаций относятся солнечносуточные, лунносуточные и годовые.

Возмущенная часть вариаций также состоит из целого ряда вариаций, которые, накладываясь одна на другую, в сумме дают неправильные колебания всех элементов земного магнетизма около среднего значения. Некоторые из этих вариаций имеют вполне определенный период, другие меняют свой период от одного колебания к другому. Кроме того, имеются вариации непериодического характера.

Поэтому возмущенные вариации также можно классифицировать по признаку периодичности: *периодические, непериодические и неправильные флюктуации*. К числу периодических относятся возмущенные солнечносуточные вариации с периодом солнечных суток и *короткопериодические колебания* (КПК), у которых период колеблется от долей секунд до десятков минут. Из непериодических известна вариация под названием *апериодическая возмущенная вариация*, которая проявляется во время магнитных бурь, главным образом на горизонтальной составляющей, вызывая быстрое ее уменьшение и затем медленное возрастание к нормальному состоянию. Неправильные флюктуации элементов земного магнетизма представляют основную часть магнитных возмущений и состоят из ряда следующих друг за другом изменений магнитных элементов с различным периодом и различной амплитудой.

Помимо этого, существуют вариации, которые нельзя отнести ни к одному из этих трех типов, так как, имея правильный характер изменений, они не имеют определенного периода, но вместе с тем они и не апериодические. Эти вариации благодаря своей форме получили название *бухтообразных*, так как на магнитограммах они выявляются в виде кривой, напоминающей вид очертания морской бухты.

Отделить невозмущенную часть вариаций от возмущенной, а также выделить отдельные виды их, за исключением КПК и бухтообразных, возможно лишь методами статистической обработки.

## § 2. Методы выделения суточных магнитных вариаций (статистическая обработка)

Магнитные обсерватории дают материал, который требует сложной обработки статистическими методами, а также методами сферического и гармонического анализа, чтобы иметь возможность выделять вариации того или иного типа и выяснять закономерности их протекания.

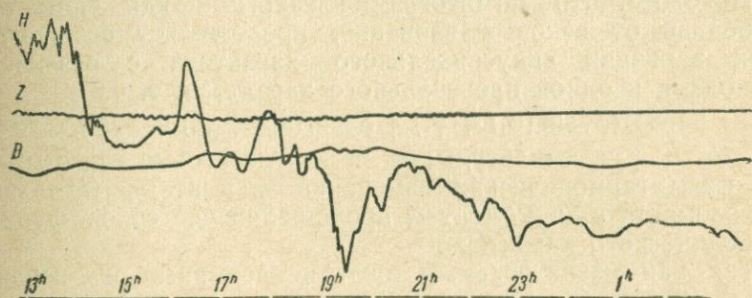


Рис. 101. Магнитограмма, представляющая изменение трех элементов земного магнетизма.

Кривые непрерывной зависимости элементов земного магнетизма, примером которых может служить магнитограмма, представленная на рис. 101, показывают, что каждый из элементов представляет собой сложные периодические изменения с различными периодами, амплитудами и фазами. Установить какую-либо зависимость в ходе вариаций на отдельных магнитограммах не представляется возможным. Однако, сопоставляя записи вариаций за длительный период, например за неделю или месяц, можно заметить, что при отсутствии сильных возмущений кривые в общем имеют тенденцию к повторению самих себя через каждые сутки, т. е. среди различных вариаций имеются вариации с периодом, равным суткам (солнечным). Для точного же нахождения этих вариаций необходимо произвести статистическую обработку путем вычисления средних суточных значений вариаций, используя для этого материал за длительный промежуток времени (месяц, год). Такая обработка заключается в том, что с магнитограмм путем непосредственного измерения снимаются для каждого

часового промежутка времени средние значения ординат, соответствующие вариациям того или иного элемента, для каждого часа суток эти значения суммируются и выводится среднее значение. Пример такой обработки дан в Приложении 2, где помещены среднечасовые значения ординат склонения, отсчитываемые от базисной линии.

При такой обработке вариации случайного характера, а также имеющие другой период взаимно компенсируются, если только число слагаемых достаточно велико; поэтому среднее значение свободно от каких-либо других вариаций, за исключением вековых, у которых период очень велик по сравнению с сутками. Докажем это положение путем математического анализа.

Положим, что магнитограмма какого-нибудь элемента  $S$ , свободная от вековых вариаций, представляет собой сумму двух вариаций синусоидального характера с различными периодами и одной произвольного характера, т. е.

$$S = S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + S_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_2) + S_3(t),$$

где  $S_1$  и  $S_2$  — амплитуды;  $\omega_1$  и  $\omega_2$  — круговые частоты;  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$  — фазы гармонических изменений элемента;  $S_3(t)$  — значение элемента  $S_3$  в момент  $t$ , представляющее собой функцию периодического характера.

Так как магнитограммы дают непрерывный ряд наблюдений величины  $S$  за промежутки времени от  $t_1$  до  $t_2$ , то, разбивая его на ряд промежутков, равных периоду  $T_1 = \frac{2\pi}{\omega_1}$ ,

можно найти значения  $S_k$  для моментов времени:

$$t, t + T_1, t + 2T_1, \dots, t + nT_1.$$

Эти значения будут:

$$S_k = S_1 \sin[\omega_1(t + kT_1) + \varphi_1] + S_2 \sin[\omega_2(t + kT_1) + \varphi_2] + S_3^{(k)}(t) \\ (k = 1, 2 \dots n).$$

После сложения этих равенств получим

$$\sum_{k=0}^n S_k = S_1 \sum_{k=0}^n \sin(\omega_1 t + \varphi_1 + 2k\pi) + \\ + S_2 \sum_{k=0}^n \sin(\omega_2 t + \varphi_2 + k\omega_2 T_1) + \sum_{k=0}^n S_3^{(k)}(t),$$

или

$$\sum_0^n S_k = (n+1) S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \\ + S_2 \sum_0^n \sin(k\alpha + \beta) + \sum_0^n S_3^k(t),$$

где

$$k\alpha = k\omega_2 T_1, \quad \beta = \omega_2 t + \varphi_2.$$

Среднее значение  $\bar{S}$  будет:

$$\begin{aligned} \bar{S} = S_1(\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \sum_0^n \sin(k\alpha + \beta) + \\ + \frac{1}{n+1} \sum_0^n S_3^{(k)}(t). \end{aligned}$$

Так как вариации  $S_3^{(k)}(t)$  являются случайными и не подчинены какому-либо закону, то при достаточно большом числе наблюдений отдельные как положительные, так и отрицательные значения будут встречаться в одинаковом количестве, поэтому сумма будет близка к нулю. Следовательно можно написать:

$$\bar{S} = S_1(\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \sum_0^n \sin(k\alpha + \beta),$$

или

$$\begin{aligned} \bar{S} = S_1(\omega_1 t + \varphi_1) + \\ + \frac{S_2}{n+1} \left( \sin \beta \sum_0^n \cos k\alpha + \cos \beta \sum_0^n \sin k\alpha \right). \end{aligned} \quad (8.1)$$

На основании формул тригонометрии

$$\sum \cos k\alpha = \frac{\sin \frac{2n+1}{2} \alpha}{2 \sin \frac{\alpha}{2}} + \frac{1}{2}; \quad \sum \sin k\alpha = \frac{\sin \frac{n\alpha}{2} \sin \frac{n+1}{2} \alpha}{\sin \frac{\alpha}{2}}.$$

Поэтому, подставляя эти значения в выражение (8.1) и пользуясь простыми тригонометрическими преобразованиями, получим:

$$\bar{S} = S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1) + \frac{S_2}{n+1} \operatorname{cosec} \frac{\alpha}{2} \sin \frac{n+1}{2} \alpha \sin \left( \frac{n}{2} \alpha + \beta \right). \quad (8.2)$$

Как видно, при увеличении числа наблюдений  $n$  второй член правой части стремится к нулю, так как числитель при любых значениях  $n$  остается меньше постоянной величины  $S_2 \operatorname{cosec} \frac{\alpha}{2}$ , а знаменатель возрастает с возрастанием  $n$ .

Следовательно, всегда можно выбрать такое число наблюдений  $n$ , при котором второй член принял бы значение, меньшее наперед заданного числа. В таком случае

$$\bar{S} = S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1),$$

т. е. средняя величина вариаций, полученная путем осреднения значений элементов, взятых через промежутки времени, равные периоду  $T_1$ , при достаточно большом числе этих промежутков будет свободна как от случайных вариаций, так и от вариаций с периодом  $T_2$ , отличным от периода  $T_1$ .

Таким путем выделяются не только чисто синусоидальные вариации, но и вариации любого характера, лишь бы они повторялись периодически, через определенный период. Действительно, любая периодическая функция  $S(t)$  с периодом  $T$  может быть представлена как сумма гармонических функций с периодами, кратными  $T$ , т. е.

$$S(t) = \sum_{k=1}^n S_k \sin(\omega k t + \varphi_k), \quad (8.3)$$

где  $k$  и  $n$  — целые числа. Поэтому, заменяя в уравнении (8.2) гармоническую функцию  $S_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_1)$  суммой (8.3), в результате осреднения получим опять ту же самую функцию  $S(t)$ , так как подстановка в уравнение (8.2) аргумента  $t + kT$  вместо аргумента  $t$  не изменяет функцию  $S(t)$ .

Таким методом выделяются не только вариации с периодом, равным суткам (солнечносуточные), но и вариации с периодом лунных суток (лунносуточные), для чего весь материал разбивается на промежутки времени, равные лунным суткам.

### § 3. Метод сферического и гармонического анализа вариаций

После того как статистическая обработка закончена и для целого ряда обсерваторий получены кривые солнечносуточного или лунносуточного хода, дальнейшая обработка заключается в установлении математической зависимости данной вариации от времени и координат точки на земной поверхности.

Так как никаких оснований к предположению той или иной функциональной зависимости у нас не имеется, то единственный путь к нахождению ее — это представление вариации в виде ряда с постоянными коэффициентами, которые должны быть определены из наблюдений.

1. **Гармонический анализ.** Ввиду того, что суточные вариации (солнечные и лунные) имеют период, их в первую

очередь можно разложить в ряд Фурье, и для каждого элемента  $X$  (северной),  $Y$  (восточной) и  $Z$  (вертикальной составляющей) написать:

$$\begin{aligned}\delta X &= \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^x \cos mt + b_m^x \sin mt) + \frac{a_0^x}{2}, \\ \delta Y &= \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^y \cos mt + b_m^y \sin mt), \\ \delta Z &= \sum_{m=1}^{\infty} (a_m^z \cos mt + b_m^z \sin mt),\end{aligned}\tag{8.4}$$

где  $\delta X$ ,  $\delta Y$ ,  $\delta Z$  — соответствующие вариации;  $a$  и  $b$  — постоянные коэффициенты;  $t$  — время, выраженное в градусах или радианах, причем сутки считаются равными  $2\pi$ . При нахождении коэффициентов  $a$  и  $b$  можно воспользоваться формулами гармонического анализа:

$$a_m^x = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \delta X_i \cos mt_i, \quad b_m^x = \frac{2}{n} \sum_{i=0}^{n-1} \delta X_i \sin mt_i \text{ и т. д.}, \tag{8.4a}$$

где  $n$  — число, на которое разбивается промежуток  $T$ , а  $\delta X_i$  — значение вариаций в моменты времени  $t_i$ , соответствующие  $i$ -му промежутку.

Так как значения вариаций даются для каждого часа суток, то число  $n$ , на которое разбивается сумма, может быть или 24, или 12, или 8 — в зависимости от того, с какой точностью необходимо знать коэффициенты  $a$  и  $b$ .

Формулы (8.4) могут быть записаны в несколько ином виде, более удобном для построения графиков, если произвести сложение членов, стоящих в скобках, по формулам тригонометрии, а именно:

$$\delta X = \frac{a_0^x}{2} + \sum_m A_m^x \sin(mt + \varphi_m^x) \text{ и т. д.};$$

при этом коэффициенты  $A$  и  $\varphi$  выражаются через  $a$  и  $b$  с соответствующими значками следующим образом:

$$A = \sqrt{a^2 + b^2}, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{a}{b}.$$

На рис. 102 представлены графики суточных вариаций горизонтальной составляющей. Кривая, проведенная сплошной линией, является эмпирической, построенной по табличным данным, а пунктирная кривая есть результат сложения двух синусоид с амплитудами  $A_1$  и  $A_2$  и фазами  $\varphi_1$  и  $\varphi_2$ , представленных точечными кривыми.

Вполне удовлетворительное совпадение вычисленной кривой с эмпирической указывает на то, что при разложении солнечно-суточных вариаций в ряд Фурье достаточно ограничиться двумя первыми гармониками, чтобы получить результат, совпадающий с наблюдаемым.

Имея такое разложение для большого числа обсерваторий, расположенных по всей поверхности Земли, можно переходить к разложению вариаций по сферическим функциям, позволяющим выражать вариации как функции двух переменных: широты и времени.

2. **Сферический анализ.** Сферический анализ служит для представления потенциала поля вариаций функцией двух переменных — местного времени  $t$  и широты  $\varphi$ , так как наблюдения показывают, что солнечно-суточные вариации почти не зависят от долготы, но на разных широтах имеют различный характер. Сущность его заключается в следующем. Предположим, что потенциал поля вариаций  $U$  является функцией местного времени  $t$  и широты  $\varphi$ , т. е.

$$U = U(t, \varphi),$$

полагая при этом, что вариации вызываются как внутренними, так и внешними причинами. Ввиду того, что местное время  $t$  может быть заменено долготой  $\lambda$  по формуле  $t = t_0 + \lambda$ , где  $t_0$  — время на нулевом меридиане, которое может быть выбрано равным нулю, к потенциалу  $U$  и его первым производным могут быть применены формулы разложения (3.11) и (3.15), выведенные в гл. III. Поэтому для составляющих вариаций мы можем написать, аналогично уравнению (3.11), следующие выражения:

$$\begin{aligned} \delta X &= - \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (r_n^m \cos mt + s_n^m \sin mt) \frac{dP_n^m(\cos \theta)}{d\theta}, \\ \delta Y &= \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (r_n^m \sin mt - s_n^m \cos mt) \frac{mP_n^m(\cos \theta)}{\cos \theta}, \end{aligned} \quad (8.5)$$

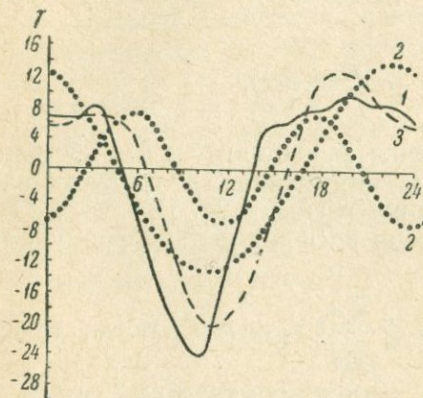


Рис. 102. Суточные вариации горизонтальной составляющей.

1 — эмпирическая кривая; 2 — кривые, соответствующие двум первым гармоникам; 3 — суммарная кривая двух гармоник.

$$\delta Z = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{m=0}^n (u_n^m \cos mt + v_n^m \sin mt) P_n^m(\cos \theta).$$

При этом постоянные коэффициенты  $r$ ,  $s$ ,  $u$  и  $v$  связаны между собой следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} u_n^m &= (n+1)g_n^m - nj_n^m, & v_n^m &= (n+1)h_n^m - nk_n^m, \\ r_n^m &= g_n^m + j_n^m, & s_n^m &= h_n^m + k_n^m, \end{aligned} \quad (8.6)$$

где  $g_n^m$  и  $h_n^m$  — коэффициенты в разложении потенциалов, вызванных внутренними причинами, а  $j_n^m$  и  $k_n^m$  — внешними. Зная эти коэффициенты, можно определить вариацию для любого момента времени и для любой точки земной поверхности.

Для нахождения коэффициентов  $r$ ,  $s$ ,  $u$  и  $v$  поступают следующим образом.

Вариации  $\delta X$ ,  $\delta Y$  и  $\delta Z$  для каждой обсерватории, как было показано, можно представить рядами Фурье (8.4а), коэффициенты которых  $a_m$  и  $b_m$  известны. Поэтому, сравнивая коэффициенты этих рядов при  $\cos mt$  и  $\sin mt$  с аналогичными коэффициентами рядов (8.5), получим для каждой обсерватории следующую систему уравнений:

$$\begin{aligned} a_m^x &= \sum_{n=m}^N r_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta}, & b_m^x &= \sum_{n=m}^N s_n^m \frac{dP_n^m}{d\theta}, \\ a_m^y &= \sum_{n=m}^N r_n^m \frac{mP_n^m}{\sin \theta}, & b_m^y &= \sum_{n=m}^N s_n^m \frac{mP_n^m}{\sin \theta}, \\ a_m^z &= \sum_{n=m}^N u_n^m P_n^m, & b_m^z &= \sum_{n=m}^N v_n^m P_n^m. \end{aligned} \quad (8.7)$$

Решая эти уравнения, мы можем найти коэффициенты  $r$ ,  $s$ ,  $u$  и  $v$ . Но для решения их необходимо, чтобы число уравнений было не меньше числа неизвестных. Поэтому число обсерваторий, расположенных равномерно на земной поверхности, должно быть выбрано в соответствии с числом неизвестных. Если ограничиться разложением по сферическим гармоникам до членов четвертого порядка ( $n=4$ ), то общее число коэффициентов  $s$  и  $r$  будет равно 24; такое же число для коэффициентов  $u$  и  $v$ . Каждая обсерватория, как это видно из уравнений (8.7), дает девять уравнений для коэффициентов  $r$  и восемь для коэффициентов  $s$ , т. е. всего семнадцать уравнений. Однако для коэффициентов  $u$  и  $v$  дается только лишь девять уравнений. Следовательно, минимальное количество обсерваторий, наблюдения которых могут быть

использованы для определения всех 48 коэффициентов, должно быть три. Обычно же число обсерваторий выбирается значительно большим, так что число уравнений превосходит число неизвестных, и решение тогда ведется по способу наименьших квадратов.

Так, например, если на пяти обсерваториях, расположенных в различных широтах, произведено разложение кривых суточного хода в ряд Фурье до членов второго порядка ( $m=2$ ), а разложение по сферическим функциям произведено до членов четвертого порядка ( $n=4$ ), то в таком случае для нахождения коэффициентов  $r_n^m$  будем иметь следующую систему уравнений, составленную по наблюдениям одной из обсерваторий, дополнение широты которой  $\theta_1$ :

$$\left. \begin{aligned} a_0^x &= r_1 \frac{dP_1}{d\theta_1} + r_2 \frac{dP_2}{d\theta_1} + r_3 \frac{dP_3}{d\theta_1} + r_4 \frac{dP_4}{d\theta_1}, \\ a_1^x &= r_1^1 \frac{dP_1^1}{d\theta_1} + r_2^1 \frac{dP_2^1}{d\theta_1} + r_3^1 \frac{dP_3^1}{d\theta_1} + r_4^1 \frac{dP_4^1}{d\theta_1}, \\ a_2^x &= r_2^2 \frac{dP_2^2}{d\theta_1} + r_3^2 \frac{dP_3^2}{d\theta_1} + r_4^2 \frac{dP_4^2}{d\theta_1}, \\ 0 &= r_3^3 \frac{dP_3^3}{d\theta_1} + r_4^3 \frac{dP_4^3}{d\theta_1}, \\ 0 &= r_4^4 \frac{dP_4^4}{d\theta_1}, \\ a_1^y &= r_1^1 \frac{P_1^1}{\sin \theta_1} + r_2^1 \frac{P_2^1}{\sin \theta_1} + r_3^1 \frac{P_3^1}{\sin \theta_1} + r_4^1 \frac{P_4^1}{\sin \theta_1}, \\ a_2^y &= 2r_2^2 \frac{P_2^2}{\sin \theta_1} + 2r_3^2 \frac{P_3^2}{\sin \theta_1} + 2r_4^2 \frac{P_4^2}{\sin \theta_1}, \\ 0 &= 3r_3^3 \frac{P_3^3}{\sin \theta_1} + 3r_4^3 \frac{P_4^3}{\sin \theta_1}, \\ 0 &= 4r_4^4 \frac{P_4^4}{\sin \theta_1}. \end{aligned} \right\} \quad (8.8)$$

Аналогично напишутся уравнения для остальных четырех обсерваторий, и всего, таким образом, получится 45 уравнений с 14 неизвестными.

Для нахождения коэффициентов  $s_n^m$  необходимо составить подобные 40 уравнений, где известными будут коэффициенты ряда Фурье  $b_m^x$  и  $b_m^y$ , а для нахождения коэффициентов  $u_n^m$  и  $v_n^m$  — 45 уравнений (25 для  $u_n^m$  и 20 для  $v_n^m$ ), где коэффициентами ряда Фурье будут являться  $a_m^z$  и  $b_m^z$ .

Определив таким образом указанные коэффициенты и подставив их в уравнение (8.5), получим составляющие вектора вариации  $\delta X$ ,  $\delta Y$ ,  $\delta Z$  в функции широты и времени с точностью до членов четвертого порядка.

Разложение вариаций в ряд Фурье и по шаровым функциям, так же как и для постоянного поля, позволяет разделить вектор вариации на две составляющие, из которых одна обусловлена внутренними причинами, а другая внешними. Такое разделение показывает, что вариации от внутренних причин составляют одну треть общих вариаций и могут быть объяснены как следствие индукционных токов, возникающих в земном шаре под действием внешних вихревых токов.

#### § 4. Магнитная активность и ее числовые характеристики

При анализе явлений, связанных с вариациями магнитного поля Земли, а также при сопоставлении с другими физическими явлениями (северные сияния, земные токи, распространение радиоволн, появление активных образований на Солнце) и нахождении связи между ними удобно характеризовать вариации за определенный промежуток времени величиной, выражающей степень возмущенности магнитного поля. Эту величину называют *магнитной активностью*, или *магнитной возмущенностью*.

Если магнитное поле за какой-либо промежуток времени остается неизменным, то магнитная активность за это время считается равной нулю. Если же происходят сильные изменения магнитного поля, то магнитная активность его достигает большой величины.

Магнитная активность тем больше, чем больше амплитуда колебаний элементов земного магнетизма, а также чем больше происходит колебаний в единицу времени.

Если определение понятия магнитной активности не встречает затруднений, то в отношении меры или единицы измерения до сих пор нет строгого и единообразного способа в ее установлении, так как она зависит не от одного параметра, а по крайней мере от двух — амплитуды и периода.

Наиболее простыми являются международные геомагнитные характеристики, которые представляют собой числа 0, 1 и 2, показывающие степень возмущенности того или иного дня. Получаемые в каждой обсерватории записи вариаций — магнитограммы — ежедневно характеризуются одним из этих чисел, смотря по характеру записи: наиболее спокойные отмечаются нулем, наиболее бурные — числом два. Естественно, что во многих случаях такие характеристики являются индивидуальными, но при статистической обработке следы индивидуальности сглаживаются, и числа, полученные как средние из целого ряда обсерваторий,

могут иметь объективное значение. В Советском Союзе ИЗМИРАН СССР, имея в своем распоряжении целую сеть магнитных обсерваторий, собирает сведения об активности, выводит средние значения и публикует их в специальном издании. Такие значения получили название *меры активности* (С).

Во избежание индивидуальности в оценках состояния магнитного поля многими исследователями делались попытки представления магнитной активности объективным числом. Одной из таких оценок объективного характера является число, пропорциональное изменению плотности магнитной энергии за данный промежуток времени. Потенциальная энергия однородного магнитного поля в  $1 \text{ см}^3$  выражается уравнением

$$U = \frac{H_T^2}{8\pi} = \frac{H^2 + Z^2}{8\pi}.$$

Поэтому изменение этой энергии  $\delta U$  при малых значениях  $\delta H$  и  $\delta Z$  можно представить в виде

$$\delta U = \frac{H\delta H + Z\delta Z}{4\pi}.$$

За меру активности обычно принимают величину, вычисленную по этой формуле, но с другим коэффициентом, а именно:

$$\delta U = \frac{H\delta H + Z\delta Z}{1000},$$

которая и получила название *числовой характеристики*. При этом  $H$  и  $Z$  представляют собой средние значения вертикальной и горизонтальной составляющих, а  $\delta H$  и  $\delta Z$  — разности между максимальными и минимальными значениями этих элементов за данный промежуток времени (час, сутки и т. п.), выраженные в гаммах. Однако числовые характеристики, являясь объективными, все же не могут дать правильного представления о магнитной активности того или иного промежутка времени, так как за  $\delta H$  и  $\delta Z$  принимаются разности между максимальными и минимальными значениями. Эти разности могут быть малыми, тогда как в промежутке изменения могут быть очень значительными, и наоборот, разности могут достигать больших значений, но изменения в промежутке иметь монотонный характер. Исключения представляют промежутки времени, равные периодам случайных колебаний магнитного поля, которые могут принимать значения в несколько минут и меньше. Но в этом случае применение таких методов оценки становится мало практичным.

В 1939 г. Международной ассоциацией по земному магнетизму и электричеству для оценки степени возмущенности была

введена в практику магнитных обсерваторий девятибалльная шкала индекса  $K$ , которая и принята в настоящее время на обсерваториях Советского Союза. Этот индекс представляет численную характеристику, выраженную в баллах, где каждому баллу соответствует амплитуда колебаний магнитных элементов за трехчасовой промежуток, исправленная за спокойный суточный ход. Индекс  $K$  выбирается для каждой обсерватории разный для того, чтобы исключить влияние широты места, так как степень возмущенности на разных широтах различна при одной и той же активности Солнца.

При этом за амплитуду принимается максимальная разность между наибольшим и наименьшим отклонением одного из элементов  $H$ ,  $Z$  и  $D$  от нормальной кривой суточного хода в трехчасовом промежутке.

Первоначально она была дана для обсерватории Нимек (ГДР) в виде табл. 21.

Таблица 21

Амплитуда вариации, $\gamma$	Индекс $K$
0—4	0
5—9	1
10—19	2
20—39	3
40—69	4
70—119	5
120—149	6
200—329	7
330—499	8
500 и более	9

Таблица 22

Обсерватории	Широта	Наименьшая амплитуда, $\gamma$
Среднекан . . . . .	62,5	750
Ленинград . . . . .	60,0	600
Москва . . . . .	55,5	550
Свердловск . . . . .	56,6	550
Иркутск . . . . .	52,5	350
Тбилиси . . . . .	42,0	350
Ташкент . . . . .	41,4	300

Ввиду того, что амплитуда вариаций увеличивается от экватора к полюсу, для получения единообразной оценки магнитной активности на всем земном шаре приходится для каждой обсерватории иметь свою шкалу для индекса  $K$ .

Так, в Советском Союзе за нижнюю границу индекса  $K=9$  приняты значения амплитуд на разных обсерваториях, приведенные в табл. 22.

Однако, как показал опыт оценки активностей по шкале индекса  $K$ , различные обсерватории дают несколько различное значение  $K$ , несмотря на учет влияния широты (геомагнитной) на величину амплитуды.

Поэтому для оценки магнитной активности всего земного шара как целого, аналогично выводу среднего значения индекса  $S$ , начиная с 1951 г. был введен средний индекс  $K_p$ , названный планетарным. Этот индекс получается путем осреднения ин-

дексов  $K$  на 11 обсерваториях, расположенных между 50 и 63° геомагнитной широты. При этом девятибалльная шкала расширяется до двадцативосьмибалльной. Данные индексов  $K_p$  публикуются ежегодно в бюллетенях. Соотношения между индексом  $K_p$  и эквивалентными ему планетарными амплитудами  $ap$  определяются табл. 23.

Таблица 23

$K_p$ . . . . .	0	0	1	1	1	2	2	2	3	3	3	4	4	4
$ap$ . . . . .	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22	27	32
$K_p$ . . . . .	5	5	5	6	6	6	7	7	7	8	8	8	9	9
$ap$ . . . . .	39	48	56	67	80	94	111	132	154	179	207	236	300	400

С помощью этой таблицы, каждая обсерватория может определить, какова должна быть планетарная амплитуда  $ap$ , если бы собственный ее индекс  $K$  был свободен от влияния широты и других факторов. Для этого необходимо значения  $ap$  в данной таблице умножить на отношение минимальной амплитуды для индекса  $K=9$  к амплитуде, равной 250, и по индексу  $K$  найти  $ap$ .

Указанные выше меры магнитной активности, удобные для характеристики короткого промежутка времени (не более одних суток), становятся мало пригодными для характеристики больших промежутков — таких, как месяц, год. Поэтому в 1932 г. была предложена особая мера активности  $u$  [44], представляющая собой среднюю величину за месяц или год разностей следующих друг за другом среднесуточных абсолютных значений горизонтальной составляющей на магнитном экваторе или вблизи него. Такая мера была выбрана на основании наблюдавшегося факта — одинакового по своему характеру для всего земного шара изменения горизонтальной составляющей во время сильных магнитных возмущений. В начальный период магнитной бури горизонтальная составляющая повсеместно падает, а в последующем медленно возвращается в нормальное состояние.

Как и в случае индекса  $K$ ,  $u$ -мера, вычисленная как среднее значение изменений горизонтальной составляющей, будет зависеть от широты (геомагнитной) места, так как во время бурь  $H$  возрастает от экватора к полюсу. Поэтому для единообразной оценки  $u$ -мера определяется по формуле:

$$u = \frac{0,1\Delta\bar{H}}{\cos \Phi \cos (\psi - D)},$$

где  $\Delta H$  — среднее значение изменений  $H$ , выраженное в гаммах;  $\Phi$  — геомагнитная широта;  $\psi$  — угол между геомагнитным и географическим меридианами; и  $D$  — склонение. Множитель 0,1 вводится для того, чтобы  $u$ -мера выражалась в числах, близких к единице.  $u$ -мера хорошо совпадает по оценкам обсерваторий,

расположенных в средних и низких широтах, и сильно расходятся в полярных обсерваториях.

Наряду с мерой  $u$  применяется также мера  $u_1$ , связанная с  $u$  следующим выводом:

$u = 0,3$	$0,5$	$0,7$	$0,9$	$1,2$	$1,5$	$1,8$	$2,1$	$2,7$	$3,6$	и выше
$u_1 = 0$	20	40	57	79	96	108	118	132	140	

### § 5. Солнечная активность и ее связь с магнитной активностью

Магнитная возмущенность есть величина, отражающая определенные явления в протекании магнитных вариаций, она должна иметь какие-то закономерности, вытекающие из закономерностей, которым подчинены явления магнитных вариаций. Однако эти закономерности могут быть выявлены только при статистической обработке, так как для каждого отдельного дня и часа возмущенность носит случайный характер, и мера этой возмущенности (магнитная активность) может принимать в течение дня, месяца и года различные значения, не подчиняющиеся каким-либо закономерностям. При достаточно же большом числе повторяющихся значений активности, приуроченных к какому-либо определенному моменту времени или явлению, средние из этих значений обнаруживают вполне определенные закономерности. Так, например, среднемесячные значения активности, полученные путем обработки наблюдений за несколько лет, имеют ясно выраженный годовой ход. При этом амплитуда годового хода увеличивается с увеличением общей магнитной активности, что можно видеть на рис. 103, представляющем собой годовой ход магнитной активности, полученной в результате статистической обработки наблюдений за 59 лет (с 1872 по 1930 г.).

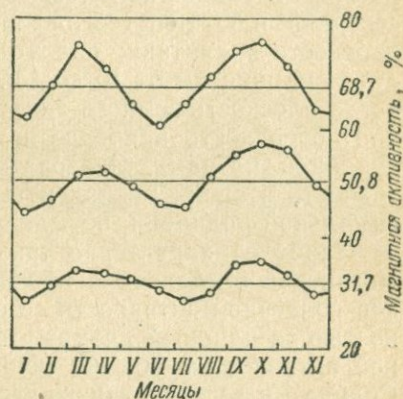


Рис. 103. Среднегодовая магнитная активность и отклонение ее (в %) в течение года.

При обработке весь материал был разбит на три группы, соответствующие сильно возмущенным и мало возмущенным годам, и для каждой группы были вычислены среднегодовые и среднемесячные значения магнитной активности  $u$ . Для первой группы среднегодовое значение в единицах  $u$  получилось равным 68,7, для второй — 50,8 и для третьей — 31,7. На рис. 103

эти значения нанесены в виде прямых линий, параллельных оси абсцисс, так как по оси ординат отложены значения магнитной активности  $u$ .

Рисунок показывает, что активность имеет ясно выраженные два максимума, приуроченные к эпохам равноденствия, и два минимума, приуроченные к эпохам солнцестояния. Этот результат можно толковать таким образом, что магнитные возмущения имеют большую вероятность появляться в северном полушарии весной и осенью и наименьшую — летом и зимой, и, следовательно, причину такой закономерности нужно искать в явлениях, связанных с относительным положением плоскости экватора Земли и плоскости эклиптики.

К таким явлениям относится образование пятен на Солнце, которые в большинстве своем образуются в зонах от 10 до 30° северной и южной географической широты, отсчитываемой от плоскости эклиптики; при этом максимальное число их приходится на широты от 10 до 15°. Поэтому в эпохи равноденствия, когда плоскость земного экватора и солнечного совпадают, земная поверхность наиболее подвержена действию радиации, излучаемой пятнами. Следовательно, причину максимальной активности в эпохи равноденствий вероятнее всего видеть в максимальной радиации, посылаемой пятнами в этот период.

Наиболее характерно связь между солнечными пятнами и магнитной активностью проявляется при сопоставлении графиков солнечной активности со средней годовой магнитной активностью за длинный промежуток времени. При этом под солнечной активностью обычно понимается сумма числа пятен на Солнце  $f$  и десятикратного числа групп  $g$  этих пятен. Такая мера активности носит название *чисел Вольфа*  $W$  и определяется по формуле

$$W = f + 10g.$$

На рис. 104 представлены графики солнечной и магнитной активности за промежуток времени с 1830 по 1930 г. Кривые на этом рисунке показывают, что в годы максимума солнечных пятен магнитная активность также достигает своего максимума, имея 11-летний период, совпадающий с периодом максимума солнечных пятен. Однако магнитная активность несколько запаздывает по отношению к солнечной, так что в среднем это запаздывание составляет один год за 11-летний период.

Далее, существует повторяемость активности через 27 дней, соответствующих периоду вращения верхних слоев Солнца вокруг оси. Эта периодичность также связана с появлением пятен на Солнце, а именно: некоторые солнечные пятна сохраняются в течение нескольких периодов вращения Солнца, и поэтому при повороте Солнца на 360° оказываются на стороне, обращен-

ной к Земле. Если бы пятна не исчезали и оставались бы неизменными, то имела бы строгая периодичность в появлении их через каждые 27 дней. Но так как пятна появляются и исчезают через неправильные промежутки, то возникает лишь некоторая тенденция к 27-дневной периодичности их появления.

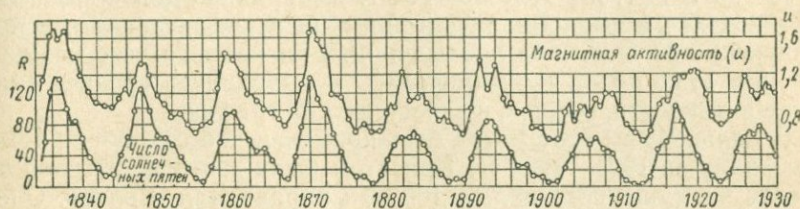


Рис. 104. Солнечная и магнитная активность за период с 1830 по 1930 г.

М. С. Эйгенсон [88], исследуя связь между продолжительностью существования групп пятен на Солнце и фазой 11-летнего цикла, на основании данных Гринвичской обсерватории за период с 1870 по 1932 г. нашел, что из 100 пятен существуют в течение более чем одного оборота Солнца в среднем только

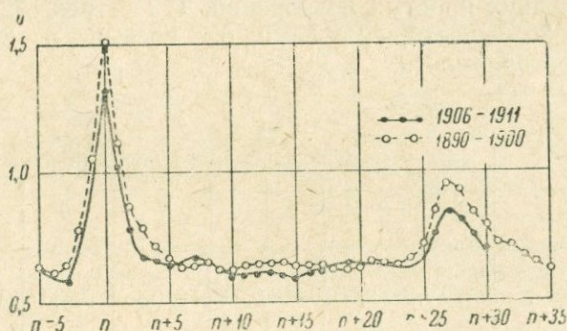


Рис. 105. Диаграмма повторяемости магнитных возмущений.

20—30 пятен, при этом большинство из них приходится на двукратный оборот, но как исключение встречаются пятна, которые продолжают существовать в течение семикратного оборота. Нестабильную продолжительность имеют пятна, приходящиеся на годы максимального их появления.

Точно так же и магнитная активность, как показывают наблюдения, имеет лишь тенденцию к повторяемости. Эту тенденцию можно иллюстрировать диаграммой Кри (рис. 105),

показывающей ход активности в течение 35 дней после максимума и 5 дней до максимума. График показывает, что действительно через 27—28 дней после первого пика появляется второй, более слабый.

Диаграмма Кри составлена следующим образом: за периоды с 1906 по 1911 г. и с 1890 по 1900 г. выбирались дни с характеристикой «2», и выписывались в ряды значения активности в последующие 35 дней и за предыдущие 5 дней, после чего каждая колонна этих рядов суммировалась и выводилось среднее значение активности, которое и заносилось на график.

В дальнейшем этот метод был применен к более обширному материалу за 1905—1924 гг. При этом было взято не 27 дней от начала возмущенного дня, а 108 как вправо, так и влево. Оказалось, что повторяемость возмущенности обнаруживается четыре раза через каждые 27 дней—до 108-го дня. Детальное исследование этого явления было произведено Н. П. Беньковой [13] по материалам Павловской обсерватории. Н. П. Бенькова составила список всех последовательностей, образованных бурями, наблюдавшимися в Павловске, причем считалось, что бури входят в последовательность, если промежуток между ними составляет 26—28 дней. В результате было обнаружено, что из 1073 бурь в последовательность входят 576 бурь, из них: 198 бурь—двух простых повторений, 129—трех, 72—четырёх, 65—пяти, 36—шести, 49—семи, 8—восьми и 20—десятикратной повторяемости.

Таблица 24

Вероятность	Кратность повторяемости бурь								
	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Эмпирическая . .	0,370	0,130	0,100	0,053	0,026	0,014	0,006	0,003	0,001
Эмпирическая при случайном распределении . .	0,260	0,069	0,018	0,005	0,001	$34 \cdot 10^{-5}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-6}$

Для того чтобы решить вопрос, являются ли закономерности случайными или имеют физический смысл, Н. П. Бенькова вычислила вероятность  $n$ -кратной повторяемости при случайном возникновении бурь и сопоставила ее с эмпирической вероятностью, полученной на основании своих результатов.

Такое сопоставление, приведенное в табл. 24, показывает, что эмпирическая вероятность, за исключением двукратной, во много раз превосходит вероятность при случайном распределе-

нии, что и указывает на определенную закономерность в этом явлении.

Однако строгой функциональной зависимости магнитной активности или возмущенности от солнечной активности установить еще не удалось. Интересно отметить, что продолжительность существования пятен на Солнце за период с 1879 по 1932 г. не превышала семикратного периода вращения Солнца, тогда как магнитная возмущенность может повторяться до десяти солнечных циклов.

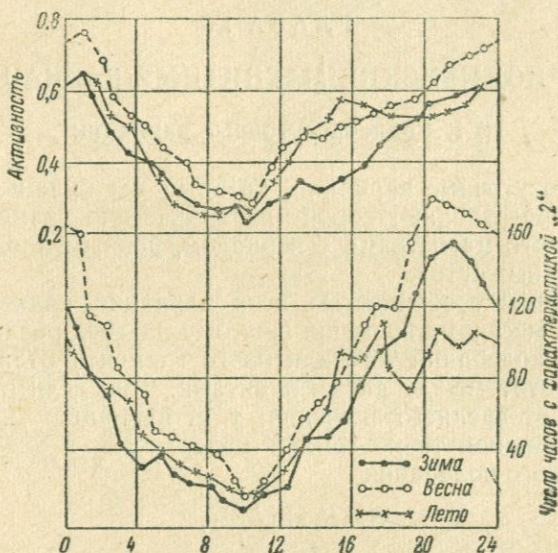


Рис. 106. Суточный ход магнитной активности в обсерватории Кью и число часов с характеристикой „2“ в период с 1913 по 1923 г.

Помимо указанных закономерностей, в ходе магнитной активности существует также суточный ход активности.

На рис. 106 показан ход активности в течение суток по международной шкале 0—1—2 в обсерватории Кью близ Лондона для зимы, лета и эпохи равноденствия, а также число часов с характеристикой «2», наблюдавшихся в период с 1913 по 1923 г. Как видно, минимум активности приходится на 10—11 час и максимум — на полночь. Это указывает на то, что причиной повышенной активности в ночные часы не может служить волновое излучение Солнца; вероятнее предположить влияние корпускулярного излучения, которое под действием магнитного поля Земли может проникать в атмосферу с ночной стороны.

## ГЛАВА IX

### ПЕРИОДИЧЕСКИЕ МАГНИТНЫЕ ВАРИАЦИИ

#### § 1. Солнечносуточные вариации

Солнечносуточные вариации, которые мы будем обозначать буквой  $S$ , представляют собой периодические изменения элементов земного магнетизма с периодом, равным продолжительности солнечных суток.

Характерной особенностью этих вариаций является протекание их по местному времени. Поэтому на двух различных долготах фазы колебаний того или иного элемента отличаются на разность долгот между двумя пунктами. Так, если представить отклонение от среднего значения, т. е. вариацию какого-либо элемента в данной точке земной поверхности в виде простого гармонического колебания

$$S = S_0 \sin \frac{2\pi t}{T},$$

где  $S_0$  — амплитуда;  $T$  — солнечные сутки;  $t$  — местное время, то вариации в другой точке, долгота которой отличается на  $\lambda$ , представляется уравнением

$$S' = S_0 \sin \frac{2\pi}{T} (t + \lambda).$$

На рис. 107 представлен среднегодовой суточный ход склонения, горизонтальной и вертикальной составляющих, т. е. зависимость вариации этих элементов от местного времени в течение суток по наблюдениям Павловской магнитной обсерватории.

Рассматривая кривую для вариаций склонения, можно видеть, что магнитная стрелка, оставаясь ночью спокойной (кривая  $\delta D$ ), утром отклоняется северным концом к востоку, к 8 час утра достигает максимального отклонения, после чего начинает двигаться в обратном направлении и к 14 час достигает максимального отклонения к западу. Остальные кривые показывают,

что горизонтальная составляющая (кривая  $\delta H$ ) имеет минимум около 11 час и максимум около 20 час, а вертикальная составляющая, оставаясь ночью почти неизменной, утром начинает возрастать и после полудня достигает максимального значения.

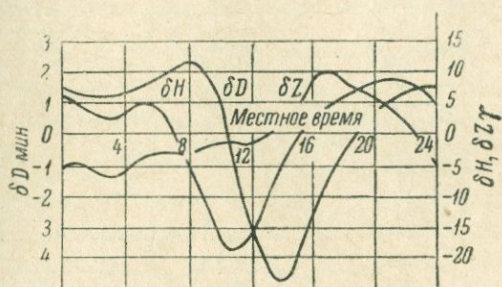


Рис. 107. Суточный ход элементов земного магнетизма в Павловской магнитной обсерватории.

Как показывают наблюдения, суточный ход элементов земного магнетизма не остается постоянным, а меняется непрерывно от одного дня к другому; при этом изменению подвержены главным образом амплитуды колебания, фазы же остаются почти неизменными.

Таблица 25

Времена года	Разность между максимумом и минимумом		
	$D$	$H, \gamma$	$Z, \gamma$
Зима . . . . .	4,1	9	7
Весна . . . . .	7,9	27	12
Лето . . . . .	12,0	44	20
Осень . . . . .	8,3	36	12

В табл. 25 даны значения разностей между максимальным и минимальным значением каждого элемента в различное время года в Павловске.

Таблица показывает, что колебание в суточном ходе возрастает от зимних месяцев, когда склонение Солнца наименьшее ( $-23,5^\circ$ ), к летним, когда склонение Солнца наибольшее ( $+23,5^\circ$ ).

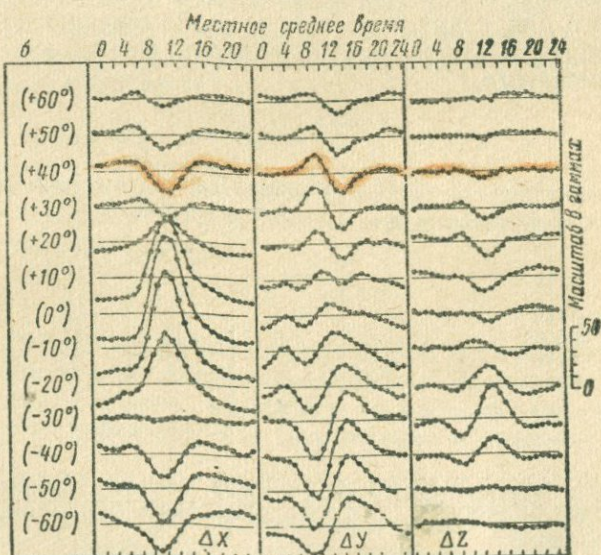
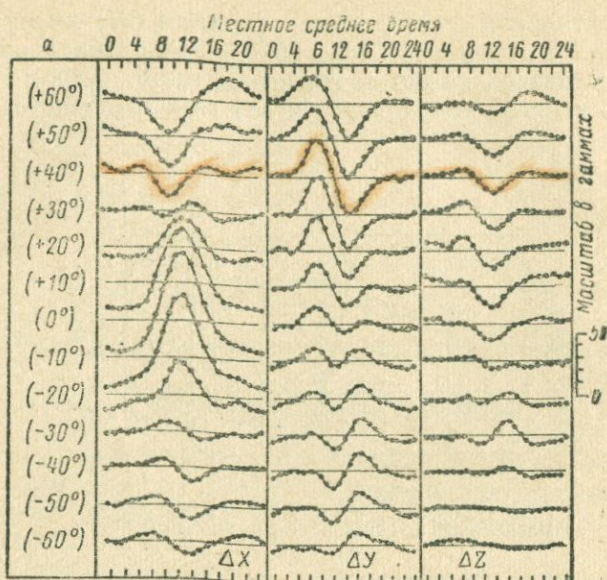
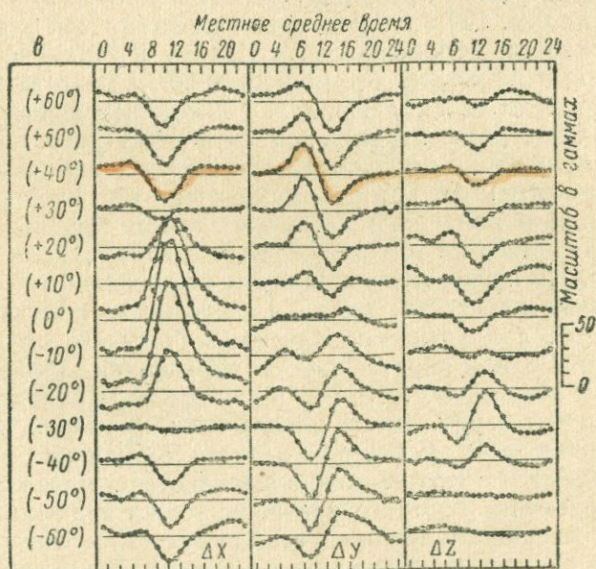


Рис. 108. Суточный ход элементов X, Y, Z по  
а — в период летнего солнцестояния; б — в период

Следующей особенностью солнечносуточных вариаций является зависимость их от величины магнитной активности в тот или иной день. Поэтому различают два вида солнечносуточных вариаций: вариации в спокойные дни, которые получаются путем обработки наблюдений только по спокойным дням, и вариации в бурные дни, называемые возмущенными вариациями, они получаются путем обработки наблюдений по бурным дням. Первые из них обозначаются  $S_q$ , вторые  $S_d$ .

Вариации в бурные дни заметно отличаются от вариаций в спокойные. Это отличие особенно сказывается на ходе вариаций вертикальной составляющей, где меняется не только амплитуда, но и весь характер кривой. Помимо этого, амплитуды спокойных суточных вариаций  $S_q$  меняются в течение года, принимая максимальное значение во время летнего и минимальное во время зимнего солнцестояния. В эпоху равноденствий амплитуда является средней между зимней и летней и одинакова в обоих полушариях.

Далее, наблюдения показывают, что солнечносуточные вариации в различных точках земной поверхности имеют различный характер. Однако для точек, расположенных на одной и той же параллели, суточный ход почти одинаков, для точек же, распо-



- спокойным дням на различных широтах.
- зимнего солнцестояния; в — в периоды равноденствий.

ложенных по меридиану, он изменяется по некоторому определенному закону.

На рис. 108 представлены кривые суточного хода по спокойным дням в различных широтах для трех элементов:  $X$ ,  $Y$  и  $Z$ , в период летнего солнцестояния в северном полушарии (рис. 108, *a*), для зимнего солнцестояния (рис. 108, *б*) и для эпохи равноденствия (рис. 108, *в*) — как весеннего так и осеннего. Кривые показывают, что вариации северной составляющей  $\delta X$  имеют приблизительно одинаковый характер в северных и южных широтах, тогда как для остальных элементов в южных широтах они представляются обращенными при переходе через магнитный экватор, т. е. являются зеркальным изображением вариаций в северных широтах. На самом же экваторе вариации восточной и вертикальной составляющих близки к нулю. Для северной составляющей такая обратимость кривых происходит на магнитной широте около  $30^\circ$  как в южном, так и северном полушарии.

Изменения амплитуд в течение года ясно видны из сопоставления рисунков 108*a*, *б* и *в*.

Наиболее наглядное представление о ходе суточных вариаций дает построение так называемых векторных диаграмм, которые представляют собой проекции вектора вариаций на горизонтальную и вертикальную плоскости.

Такая диаграмма проекций  $S_q$  на горизонтальную плоскость показана на рис. 109 в периоды равноденствия для участка земной поверхности, обращенного к Солнцу и ограниченного географическими широтами от  $+60$  до  $-60^\circ$  и долготами от 6 до 18 час. При этом долготы совпадают с местным временем.

Из этой диаграммы можно заметить следующее: вектор  $S_q$  в северном полушарии в дневные часы всегда направлен в сторону некоторого центра, который находится на предполуденном меридиане на параллели  $+30^\circ$ , а в южном он направлен от центра, находящегося на том же меридиане и параллели  $-30^\circ$ .

На рис. 110 представлены диаграммы проекций вектора  $S_q$  на вертикальные плоскости: одна — на плоскость полуденного меридиана (*a*), а другая — на плоскость большого круга, соприкасающегося с  $30$ -й параллелью в полуденной точке (*б*). Обе диаграммы показывают, что центры, к которым направлены векторы  $S_q$ , лежат выше земной поверхности, примерно над параллелями  $+30$  и  $-30^\circ$  вблизи полуденного меридиана.

Формально эти центры можно отождествить с осью вихревого тока, направление которого противоположно движению часовой стрелки в северном полушарии, если смотреть на этот ток сверху, и по движению часовой стрелки — в южном. Таким образом, суточные вариации можно объяснить существованием в атмосфере систем замкнутых вихревых токов, которые остаются неподвижными в пространстве и внутри которых вращается земной шар.

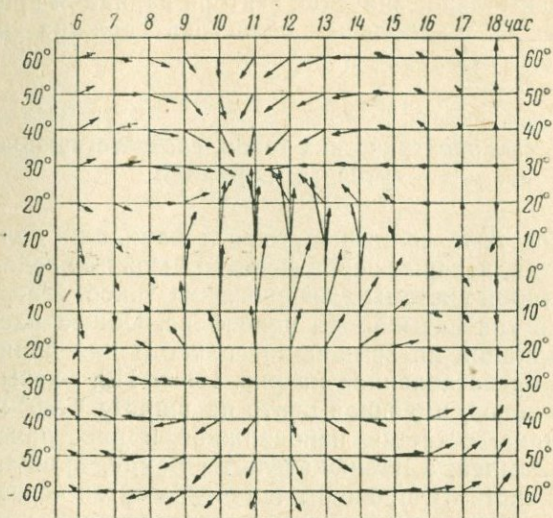


Рис. 109. Проекция вектора вариаций  $S_q$  на горизонтальную плоскость.

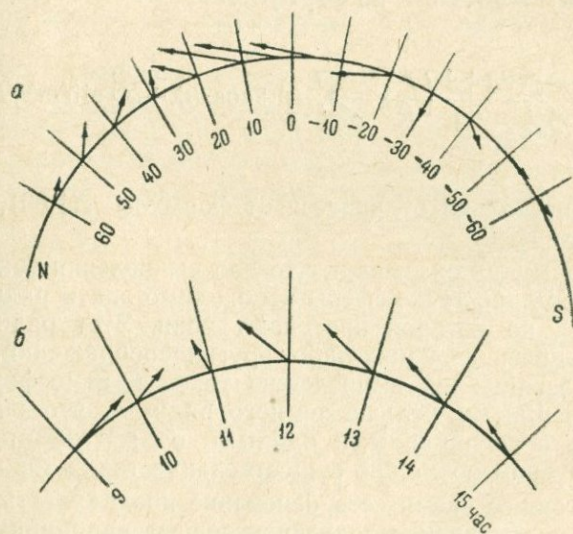


Рис. 110. Проекция вектора вариаций  $S_q$  на вертикальные плоскости.  
 а — на плоскость полуденного меридиана; б — на плоскость первого вертикала.

Так как максимальное значение вектора вариаций приходится на дневные часы, то наибольшая сила тока должна быть в пространстве между Солнцем и Землей.

## § 2. Система электрических токов, соответствующая полю суточных вариаций

Магнитное поле солнечносуточных вариаций должно иметь свои источники, которые вероятнее всего можно представить себе в виде некоторой системы электрических токов в верхних слоях атмосферы в так называемой ионосфере. Общее распределение векторов вариаций на земной поверхности для данного момента времени, представленное на рис. 109 и 110, указывает на то, что система токов, имеющая центр на широте в  $30^\circ$  на полуденном меридиане, остается неподвижной в пространстве между Солнцем и Землей, а наблюдатель на Земле, вращаясь относительно этой системы, проходит в течение суток через все значения вектора напряженности поля, распределенного на параллели наблюдателя и вызываемого этими токами.

Расчет такой системы токов производится тем же методом, что и нахождение токовой функции внутри земного шара, методом, данным в § 7, гл. I, по формуле:

$$I = -\frac{cR}{4\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{r}{R}\right)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta), \quad (9.1)$$

которая несколько отличается от формулы (1.86), так как в этом случае  $r > R$ .

Эта формула показывает, что для вычисления токовой функции в какой-либо точке сферы необходимо знать радиус  $r$  внешней сферы, по которой протекают токи. Этот радиус должен быть определен из каких-либо других соображений. В первой работе, посвященной вычислению токов в атмосфере, он был принят на 100 км больше земного радиуса, что очень близко совпадает с современными данными о высоте проводящего слоя, в котором возможно существование таких токов.

В настоящее время есть основание предполагать, что система токов, вызывающая солнечносуточные вариации магнитного поля, располагается в слое  $E$  ионосферы, высота которого по наблюдению над отражением радиоволн колеблется между 100—120 км. Поэтому если полагать высоту слоя  $E$  равной 109 км, как это было сделано в работе Н. П. Беньковой [112], и

выразить  $I$  в килоамперах, а  $p_n^m$  и  $q_n^m$  в гаммах, то выражение (9.1) примет вид

$$I = -5,0707 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{2n+1}{n+1} (1,02)^n \sum_{m=0}^n (p_n^m \cos m\lambda + q_n^m \sin m\lambda) P_n^m(\cos \theta).$$

Эта формула и служит для расчета системы токов. Определив по ней значение  $I$  для различных  $\lambda$  и  $\theta$  и нанеся эти значения на карту, мы можем провести ряд изолиний (линии одинакового значения силы тока), которые будут представлять собой токовые линии, т. е. линии, по которым протекает ток.

Такая система токов, соответствующая солнечносуточным вариациям в периоды равноденствия и для высот 100 км, изображена на рис. 111, а на рис. 112 представлена система токов, соответствующая летнему солнцестоянию.

Замкнутые кривые, показывающие направление токов, проведены с таким расчетом, чтобы между двумя смежными кривыми протекал ток, равный 100 а. Токи текут по четырем главным системам контуров: двум северным и двум южным. При этом две системы токов, более интенсивные, расположены на освещенной и две, менее интенсивные, — на полуночной полусфере.

Полный ток в дневном контуре равен 62 000 а во время равноденствия и 89 000 а во время солнцестояния.

Как указывалось в § 3 гл. VIII, примерно третья часть поля вариаций вызывается внутренними причинами, т. е. токами, протекающими внутри Земли. Можно предполагать, что эти токи вызваны индукцией магнитного поля внешних токов в каком-либо проводящем слое земного шара или же во всем шаре. Если бы проводимость Земли была известна, то определение системы токов свелось бы к вышеуказанной операции, аналогичной операции вычисления внешних токов. Однако о проводимости внутренних частей земного шара нам ничего не известно. Известна лишь проводимость верхней каменной оболочки, порядка  $10^{-8}$  ом $^{-1}$  м $^{-1}$  и проводимость океанов, порядка  $4 \cdot 10^{-4}$  ом $^{-1}$  м $^{-1}$ .

Поэтому были попытки вычислить индукционные токи и магнитное поле, вызываемое ими, в предположении, что проводимость земного шара везде одинакова. Оказалось, что для согласования наблюдаемых вариаций с вычисленными необходимо принять проводимость земного шара  $\sigma = 8,6 \cdot 10^{-8}$  ом $^{-1}$  м $^{-1}$ , т. е. несколько меньше морской воды и больше проводимости верхних слоев. Кроме того, необходимо также принять, что верхний слой до глубины 300 км должен быть непроводящим.

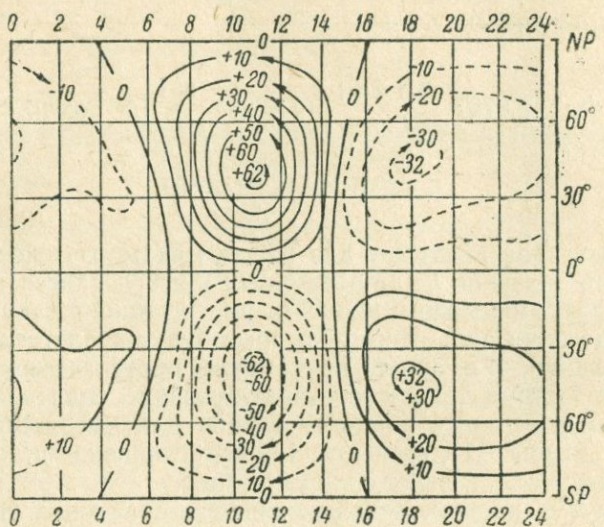


Рис. 111. Система электрических токов, соответствующая солнечносуточным вариациям в периоды равноденствия.

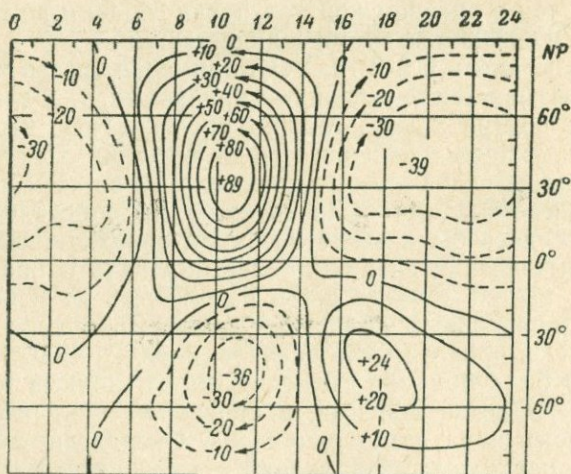


Рис. 112. Система электрических токов, соответствующая солнечносуточным вариациям в период летнего солнцестояния.

Система токов, представленная на рис. 111 и 112, вычислена по формуле (9.1) в предположении, что солнечносуточные вариации являются функциями географической широты и местного времени. Однако сопоставление наблюдаемых кривых суточного хода вариаций  $S_q$  с кривыми, вычисленными по формулам (9.1), в которых аргументами являются географическая широта и местное время, не дает хорошего согласия. Поэтому было произведено разложение вариаций по сферическим гармоникам, причем за независимые переменные были приняты геомагнитная широта и геомагнитное время [120]. Согласие вычисленных значений с наблюдаемыми получилось значительно лучше. На рис. 113 представлен суточный ход северной составляющей на обсерватории в Хуанкайо (Южная Америка:  $\varphi = -12,0^\circ$ ,  $\lambda = 284,7^\circ$ ), наблюдаемый и вычисленный по формулам (9.1) и по формулам, в которых  $\varphi$  и  $\lambda$  приняты геомагнитными. Как видно, последняя кривая значительно лучше согласуется с наблюдаемой, чем первая.

На рис. 114 представлена система токов, соответствующая разложению по геомагнитным координатам. Основным отличием ее от системы на рис. 110, 111 является несимметрия токов северного и южного полушарий: ток в южном полушарии в два с лишним раза больше тока в северном полушарии. Объяснение этого явления можно видеть в том, что магнитное поле симметрично относительно магнитной оси, а не географической, что должно привести, в согласии с динамо теорией, к уменьшению тока в северном и усилению его в южном полушарии. Однако количественных результатов не имеется.

Для большего приближения наблюдаемого суточного хода к теоретическому Н. П. Беньковой [12] был произведен сферический анализ суточных вариаций  $S_q$  по 47 обсерваториям, включая и обсерватории, лежащие за полярным кругом, с учетом того, что вариации зависят не только от широты, но и от долготы места. При этом долгота, широта и время принимались геомагнитными ( $\Phi$ ,  $\Lambda$ ). В такой постановке вопроса разложение до Н. П. Беньковой никем не производилось, так как все иссле-

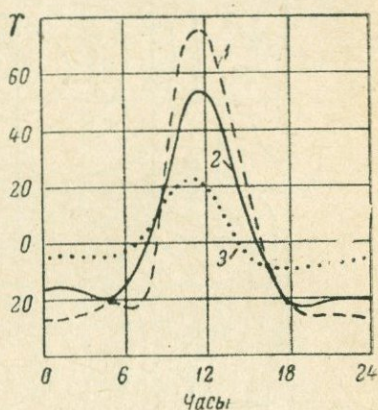


Рис. 113. Суточный ход северной составляющей на обсерватории в Хуанкайо.

1 — наблюдаемая кривая; 2 — вычисленная по геомагнитным координатам; 3 — вычисленная по географическим координатам.

дователи считали суточные вариации не зависящими от долготы.

Так как сферический анализ допускает разложение функции, зависящей только от двух координат, то для вычисления третьей координаты — долготы Н. П. Бенькова предположила, что вариации  $S_q$  являются суммой двух функций, одна из которых  $S_{q_1}$

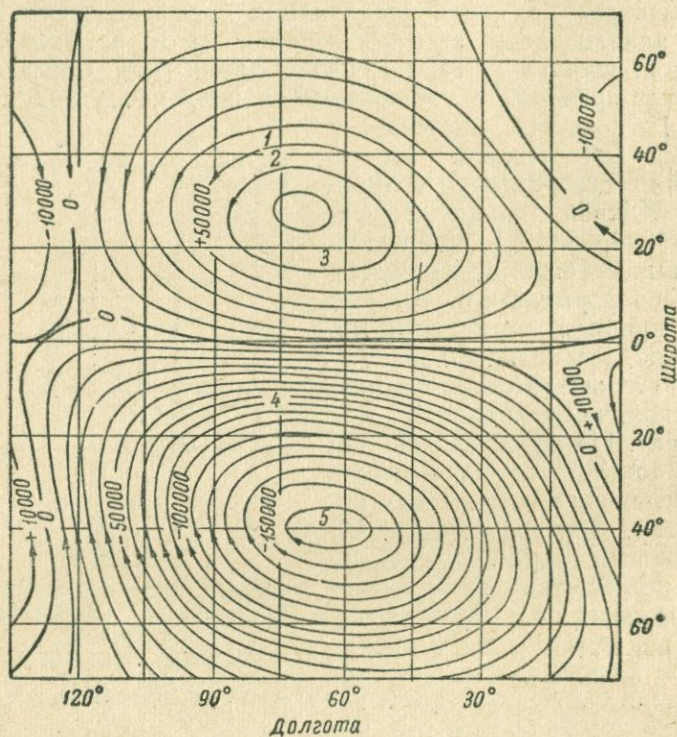


Рис. 114. Система электрических токов, соответствующая разложению по геомагнитным координатам.

зависит от широты  $\Phi$  и местного времени  $t$ , а вторая  $S_{q_2}$  — от долготы  $\Lambda$  и широты, т. е.

$$S_q = S_{q_1}(\Phi, t) + S_{q_2}(\Phi, \Lambda),$$

и разложение произвела отдельно для функции  $S_{q_1}$  и  $S_{q_2}$ .

Определение коэффициентов разложения производилось методом, изложенным в § 3 гл. VIII по формулам (8.4) и (8.4а). Чтобы исключить в выражении для  $S_{q_1}$  влияние долготы, за ис-

ходные коэффициенты  $a_m^x$  и т. д. в уравнениях (8.4) были взяты не коэффициенты, вычисленные для отдельных обсерваторий, а средние для данной широты.

Исходным материалом для функции  $S_{q_2}$  послужили разности между средними значениями коэффициентов  $a_m^x$  и вычисленными по формулам (8.4а).

В результате такого анализа, проведенного по большому числу станций, оказалось, что главная часть поля вариации представляется функцией  $S_{q_1}$ , т. е. не зависит от долготы.

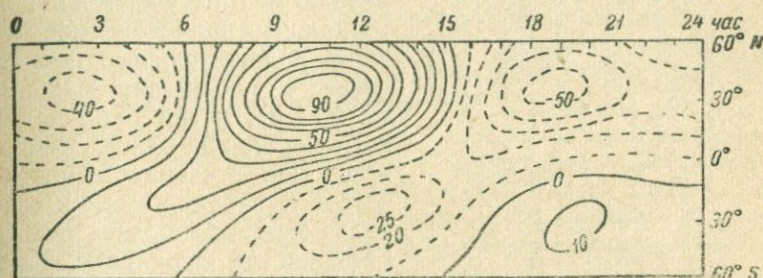


Рис. 115. Система электрических токов для летних месяцев по вычислениям Н. П. Беньковой (для функции  $S_{q_1}$ ).

Долготная функция существует, но влияние ее сказывается лишь в низких и средних широтах, так как в полярных областях введение долготных членов не улучшает сходимости вычисленных и наблюдаемых значений вариаций.

В соответствии с результатами этого анализа Н. П. Бенькова построила систему токов для летних месяцев (май—август) как для функций  $S_{q_1}$ , так и для функций  $S_{q_2}$ , представленных на рис. 115 и 116. Сравнение их с картами токов на рис. 114 показывает, что они более согласуются с картами на рис. 111, чем с картами рис. 114. Вихрь тока, расположенный на дневной стороне северного полушария, имеет примерно ту же форму, что и на рис. 111, и расположен в той же широте, но интенсивность этого вихря у Н. П. Беньковой больше интенсивности вихря, приведенного на рис. 111. Что же касается южного вихря, расположенного на дневной стороне, то, наоборот, на карте Н. П. Беньковой он слабее, чем на карте рис. 111. Кроме того, центр этого вихря приходится на 12 час 30 мин, а на рис. 111 — на 11 час. Далее, ночная область отрицательных токов, как видно на рис. 115, распадается на два отчетливых вихря, тогда как на карте рис. 111 она сводится к одному вихрю. Эти расхождения, по мнению Н. П. Беньковой, следует отнести за счет разницы

в исходных данных, с чем необходимо согласиться, так как на рис. 111 анализ произведен на основании данных 21 обсерватории, расположенной лишь в средних и южных широтах, а на рис. 114 — всего лишь 5 обсерваторий, тогда как у Н. П. Беньковой были использованы материалы 47 обсерваторий.

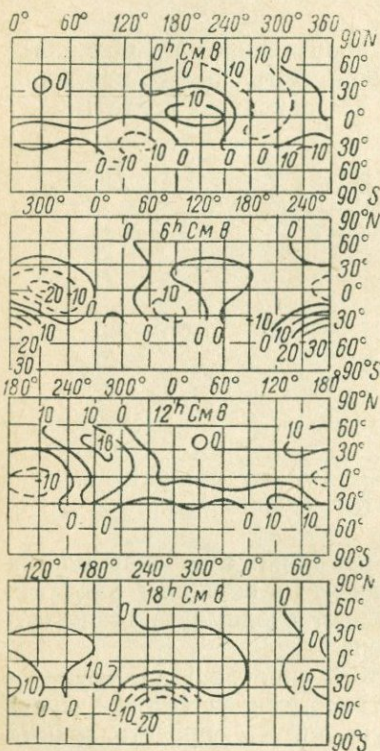


Рис. 116. Система электрических токов для летних месяцев по вычислениям П. Н. Беньковой (для функции  $S_{q_2}$ ).

величину токов, наблюдаемых на поверхности Земли.

### § 3. Лунносуточные вариации

Кроме вариаций, связанных с положением Солнца относительно земной поверхности, существуют еще вариации периодического характера, связанные с положением Луны по отношению к горизонту. Период этих вариаций совпадает с промежутком времени между двумя последовательными прохождениями Луны через меридиан места, т. е. с лунными полусутками.

Система токов поля  $S_{q_2}$  представлена для четырех моментов гринвичского времени: 0, 6, 12 и 18 час.

Рис. 116 показывает, что в полдень по местному времени в экваториальных широтах имеется область положительного тока. Развитие ее достигает максимума (20 000 а), когда близ полуденного меридиана лежит трехсотый меридиан. Эта область почти исчезает и перемещается к северу, когда местный полдень лежит на Гринвичском меридиане. На ночной стороне имеет место область отрицательных токов. Наиболее отчетливы они в 3 часа ночи на трехсотом меридиане, максимальное значение их в этом случае 21 000 а.

Помимо этого, Н. П. Бенькова в своем анализе выделила часть поля, соответствующую внутренним причинам, и часть поля (вихревую), соответствующую вертикальным токам. Однако последний вопрос является дискуссионным, так как величина силы вертикальных токов, полученная Н. П. Беньковой из анализа, во много раз превосходит

Лунносуточные вариации обнаруживаются при обработке записей магнитографов относительно лунных суток. Так как лунные сутки отличаются от солнечных всего лишь на *50 мин 28 сек* (лунные сутки равняются *24 час 50 мин 28 сек* среднего солнечного времени), то для выделения лунносуточных вариаций нет необходимости производить обработку магнитограмм по лунным суткам путем снятия ординат для каждого лунного часа, а достаточно воспользоваться данными при обработке их по солнечным суткам, перегруппировав их по лунному времени.

Перегруппировка заключается в том, что лунные сутки принимаются равными *25 час* солнечного времени, и для каждого часа значения ординат выписываются из таблиц, составленных для солнечносуточных вариаций. Значение для 25-го часа принимается равным значению первого часа следующих суток. Таким образом, каждые последующие лунные сутки начинаются на час позже солнечных. За начало лунных суток, которое устанавливается по Астрономическому ежегоднику, принимается момент прохождения Луны через верхний меридиан (момент верхней кульминации). Верхняя лунная кульминация обычно не соответствует целому солнечному часу, но вследствие большого числа дней, входящих в обработку, достаточно без большой погрешности принять за начало суток ближайший солнечный час.

Ввиду того, что лунные сутки содержат не *25 час*, а на *9 мин 32 сек* меньше, то через каждые 6 суток лунные сутки должны содержать уже не 25, а *24 час*; в этом случае для ординаты 25-го часа повторяется значение ординаты предыдущего часа (см. Приложение 2).

Кроме того, для исключения солнечносуточных вариаций до перегруппировки из каждой ординаты вычисляется среднемесячное значение ее. Таким образом, процесс «осреднения» по лунным суткам заключается в устранении всех нерегулярных вариаций. Так как амплитуды лунных вариаций очень малы по сравнению с нерегулярной частью вариаций, для исключения ее требуется значительный промежуток времени. Первое подробное исследование лунносуточных вариаций было произведено в 1913 г. С. Чепменом [118], который обработал указанным методом наблюдения обсерваторий в гг. Павловске, Пола, Цинавее, Миниле и Батавии за 7 лет (с 1897 по 1903 г. включительно).

Результаты статистической обработки и последующего сферического и гармонического анализа позволили Чепмену установить ряд закономерностей в протекании лунносуточных вариаций, отличающихся от закономерностей солнечносуточных.

Основной закономерностью является полусуточный характер изменения этих вариаций. Кривые изменений всех элемен-

тов в течение лунных суток имеют два максимума и два минимума; при этом моменты наступления максимума и минимума меняются в течение лунного месяца ежедневно. Средняя же месячная кривая имеет вид правильной двойной волны с максимумами, приходящимися на 6 и 18 час лунного времени, и минимумами на 0 и 12 час для северного полушария. На рис. 117 представлены кривые лунносуточных вариаций склонения в Батавии и Гринвиче для четырех фаз Луны и одновременно приведены среднемесячные кривые. На рисунке ясно видно смещение экстремальных значений в течение месяца.

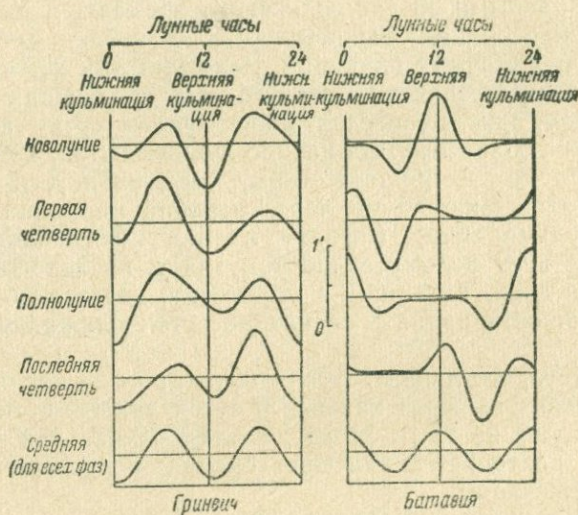


Рис. 117. Лунносуточные вариации в Батавии и Гринвиче при различных фазах Луны.

Кроме того, кривые для Батавии, находящейся в южном полушарии, являются почти зеркальным изображением кривых для Гринвича, находящегося в северном полушарии.

Разложение Чепменом кривых суточного хода в гармонический ряд показало, что гармоники с полусуточным ходом остаются постоянными в течение всего месяца, гармоники же остальных порядков при неизменной амплитуде меняют свои фазы, что и вызывает смещение экстремальных значений. Так, изменение фазы для первой гармоники в течение месяца составило  $-30^\circ$ , для третьей  $+30^\circ$  и для четвертой  $+60^\circ$ .

Лунносуточные вариации имеют годичный ход в зависимости от положения Солнца. Во время летнего солнцестояния амплитуды лунносуточных вариаций достигают максимальных значе-

ний в северном полушарии и минимальных в южном, во время же зимнего солнцестояния, наоборот, — минимума в северном и максимума в южном полушариях. Для вертикальной и горизонтальной составляющих максимальные амплитуды составляют всего лишь 1—2  $\gamma$ , а для склонения 40''.

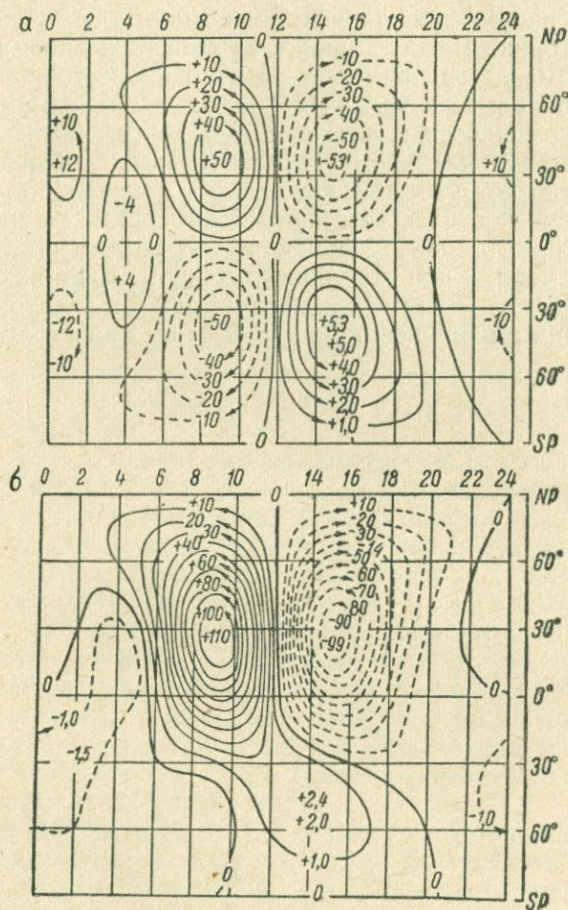


Рис. 118. Система электрических токов, соответствующая лунносуточным вариациям в моменты равноденствия (а) и летнего солнцестояния (б).

Зависимость лунносуточных вариаций от широты и долготы имеет тот же характер, что и солнечносуточных. Так, с изменением широты фазы остаются постоянными, но у северной составляющей при переходе через параллели +20° и -20° они меня-

ются на обратные. У восточной и вертикальной составляющих изменение фазы происходит и на экваторе. Амплитуда вариаций достигает максимума у северной составляющей на экваторе и на широте  $45^\circ$ , у восточной и вертикальной составляющих максимум амплитуды приходится на параллель  $20^\circ$ .

От долготы лунносуточные вариации почти не зависят. Интересным является факт зависимости амплитуды лунных вариаций от расстояния между Луной и Землей, а именно: амплитуда вариаций изменяется примерно обратно пропорционально кубу этого расстояния. Так же как и для солнечных вариаций, сферический гармонический анализ позволяет объяснить лунносуточные вариации наличием горизонтальных вихревых токов, распределение которых для новолуния показано на рис. 118: верхний рисунок относится к равноденствиям, а нижний — к летнему солнцестоянию. Меридианы соответствуют местному лунному времени, и при новолунии Солнце и Луна находятся на меридиане 12 час. Полный ток, протекающий в главном контуре, достигает при равноденствии 5300 а и при солнцестоянии 11 000 а.

---

## ГЛАВА X

### МАГНИТНЫЕ ВОЗМУЩЕНИЯ

#### § 1. Классификация магнитных возмущений

Вариации без определенного периода и кажущиеся на первый взгляд совершенно произвольными вследствие своего беспорядочного характера получили название *магнитных возмущений*, а при большой интенсивности — *магнитных бурь*. Если амплитуда периодических вариаций выражается несколькими десятками, то во время магнитных бурь она может достигать сотен и тысяч гамм.

С тех пор как началось исследование природы магнитных вариаций, всегда были попытки классифицировать их по тем или иным признакам — интенсивности, продолжительности протекания, пространственного распределения. Наиболее удачное решение этого вопроса было сделано М. С. Бобровым [19], который, исследуя записи 72 станций во время МГГ, пришел к выводу, что любое геомагнитное возмущение имеет общепланетарный характер, т. е. любое возмущение так или иначе распространяется на весь земной шар. Однако проявляется оно на одних станциях в большей, на других — в меньшей степени, т. е. имеются возмущения, которые отмечаются на всех станциях земного шара, но есть и такие, которые можно заметить лишь на части земной поверхности.

Те и другие возмущения появляются спорадически и протекают одновременно на всей или части земной поверхности в течение некоторого промежутка времени — от нескольких часов до нескольких суток. Но имеются области на земной поверхности, где возмущения идут непрерывно.

Поэтому Бобровым была предложена классификация возмущений по признаку их территориальности, классификация, которая делит все возмущения на три группы.

К первой группе отнесены возмущения, возникающие в один и тот же момент времени и охватывающие всю поверхность земного шара. Ввиду того, что такие возмущения протекают в одной фазе, они получили название *синфазных (S)*.

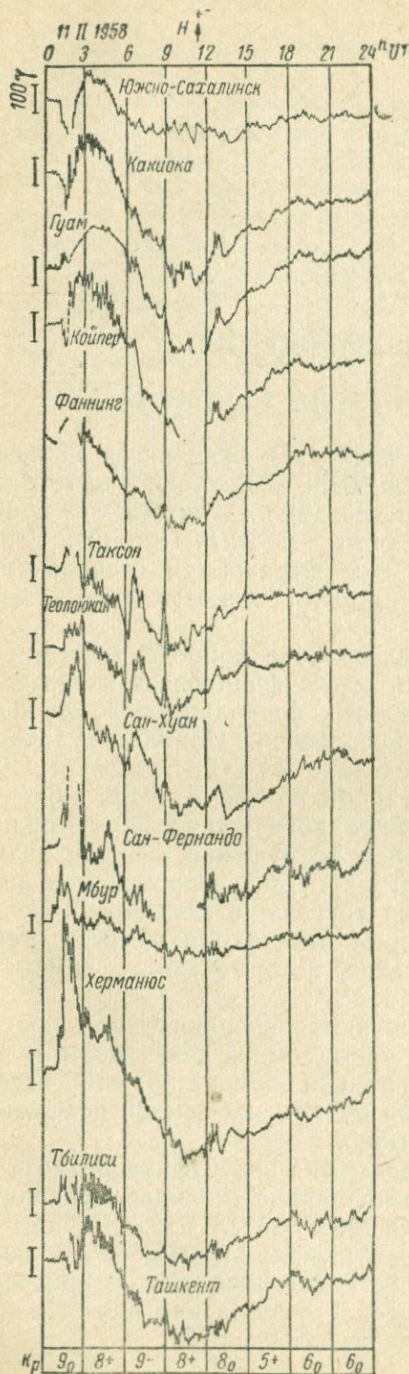


Рис. 119. Магнитная буря 11 февраля 1958 г.

Вторая группа представляет возмущения, ограниченные определенной областью их распространения, они называются *локальными (L)*.

К третьей группе должны быть отнесены возмущения, наблюдаемые непрерывно; они называются *перманентными (P)*.

В соответствии с такой классификацией поверхность земного шара можно разделить на пять поясов, в которых наиболее часто появляется одна из указанных групп вариаций.

Первый пояс, называемый *синфазным*, лежит между магнитными параллелями  $+45$  и  $-45^\circ$  и характеризуется преимущественно возникновением в нем синфазных возмущений. Почти на всех станциях и обсерваториях, расположенных в этом поясе, магнитные возмущения протекают в одинаковой фазе и с одинаковым отношением амплитуд.

Примером таких возмущений может служить магнитная буря, зарегистрированная 11 февраля 1958 г. в этом поясе (рис. 119).

Два других пояса, расположенные между  $45$  и  $70^\circ$  северной магнитной широты и соответственно южной, характерны наличием в них местных или локальных возмущений. Наконец, последние два пояса захватывают полярные шапки, т. е. области в северном и южном полушариях, лежащие вокруг геомагнитных полюсов (от  $70$  до  $90^\circ$ ). Эти области подвержены непрерывным (перманентным) возмущениям.

Однако такое разделение на зоны не означает, что в них не могут возникать и другие типы возмущений, кроме тех, которыми они характеризуются. Так, например, магнитные бури, или, иначе, синфазные возмущения, как было указано выше, охватывают весь земной шар, но в зоне от  $+45^\circ$  до  $-45^\circ$  они наблюдаются более часто, чем другие типы вариаций. То же самое относится и к другим типам, и вообще в большинстве случаев на один тип возмущений накладывается другой, особенно во время мировых бурь.

Помимо указанных трех групп, следует выделить в особую (четвертую) группу возмущения периодического характера с амплитудой порядка нескольких гамм и меньше. При этом периоды их лежат в пределах от сотых долей секунды до нескольких минут. Такие возмущения принято называть *короткопериодными колебаниями* (КПК) (по старой терминологии — магнитными пульсациями).

## § 2. Синфазные возмущения (S)

Основным признаком синфазных возмущений, которые в дальнейшем будем называть магнитными бурями, является их всемирный характер, — бури возникают одновременно на всей поверхности земного шара и протекают более или менее одинаково во всех точках земной поверхности с теми или иными особенностями, которые, хотя и нарушают синфазность, но не отражаются на общем их характере. Продолжительность магнитных бурь колеблется от двух до трех суток, и наибольшая их интенсивность приходится на первые часы.

Принято выделять магнитные бури с внезапным началом и бури с постепенным началом.

В первом случае на фоне спокойного хода всех элементов внезапно происходит скачок, отмечаемый одновременно, в пределах одной-двух минут на всех станциях земного шара. Особенно резко такой скачок проявляется в горизонтальной составляющей, которая внезапно увеличивается на десятки гамм.

Во втором случае возмущения возникают в виде постепенного увеличения амплитуды всех элементов, при котором начальный момент, с той точностью, с которой устанавливается для бурь с внезапным началом, определить не удастся. В этом случае моменты начала бури, определяемые на разных станциях и обсерваториях, могут отличаться друг от друга до одного часа и больше.

Характер возникновения того и другого типа бурь можно видеть на рис. 120 и 121.

Начало возникновения бури, отмечаемое ростом горизонтальной составляющей, принято называть начальной фазой,

которая может продолжаться от одного до шести-восьми часов.

При рассмотрении магнитограмм любой бури (см. рис. 119) первое, что обращает на себя внимание, это крайне нерегулярный характер колебаний всех элементов земного поля. Амплитуды вариаций то быстро возрастают, то падают до минимума;

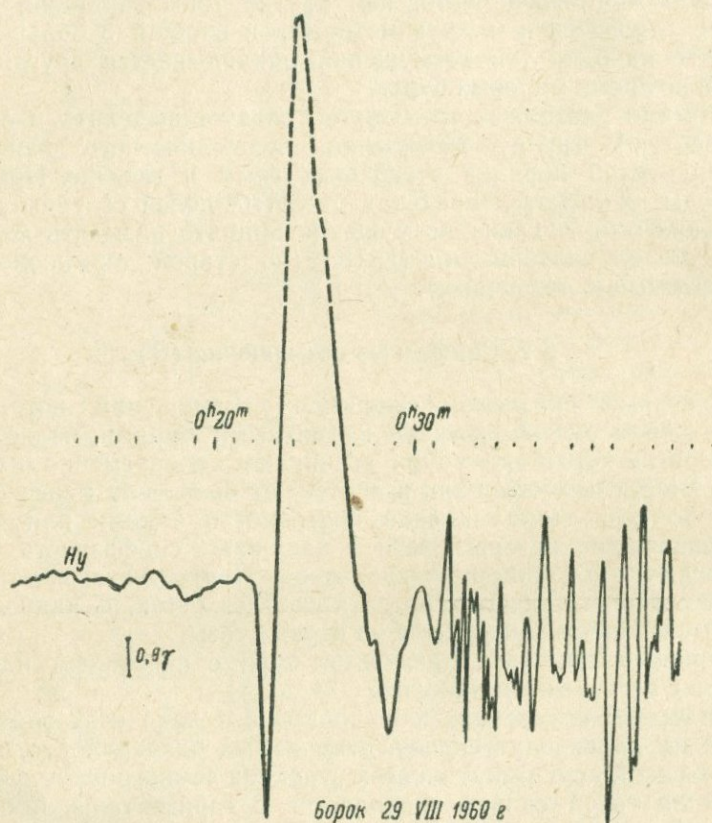


Рис. 120. Пример магнитной бури с внезапным началом.

периоды колебаний непрерывно меняются — от нескольких минут до десятков минут, далее часто амплитуды одного периода модулируются амплитудами с меньшими периодами. Пример такой модуляции можно видеть на рис. 122, который представляет собой часть записи магнитной бури 19 III 1961 г., зарегистрированной на станции Борок. Казалось бы, что ни о каких закономерностях в протекании магнитных бурь не может быть и речи и магнитную бурю следует рассматривать как хаотическое нагромождение одного колебания на другое с разными

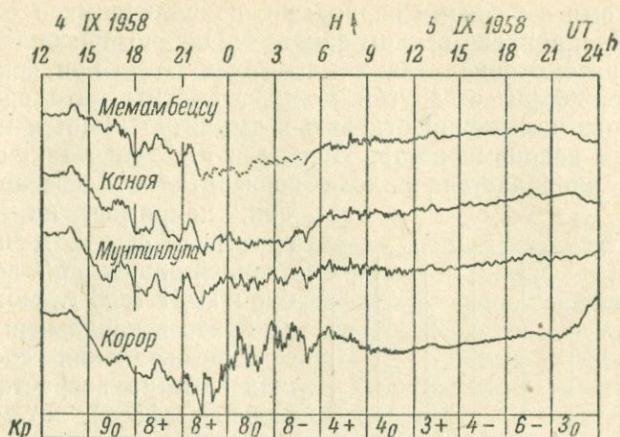


Рис. 121. Пример магнитной бури с постепенным началом.

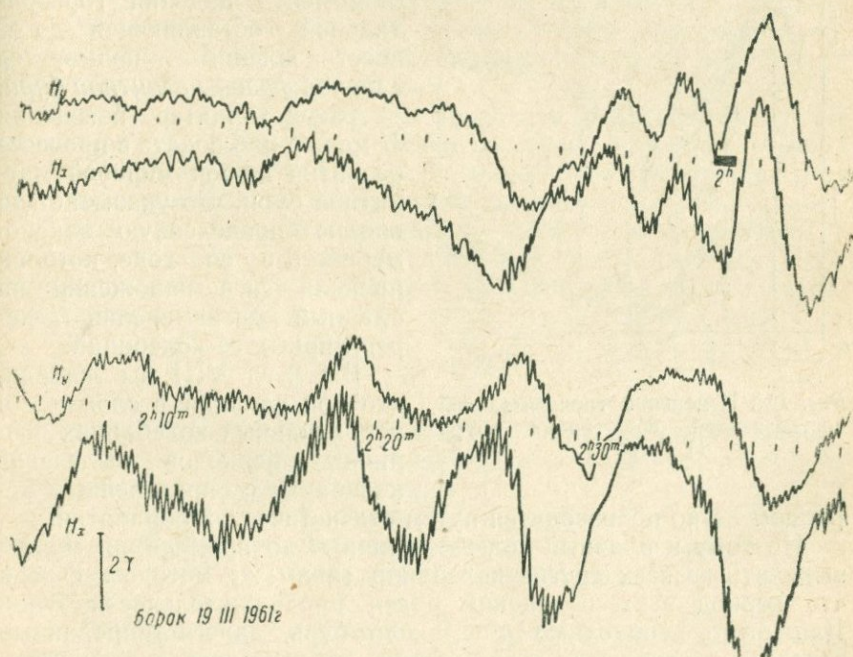


Рис. 122. Пример модуляции амплитуды вариации во время магнитной бури 19 марта 1961 г. (Борок).

амплитудами и разными периодами, появляющимися совершенно случайно, вопреки всяким законам. Однако при более внимательном рассмотрении таких магнитограмм и при сопоставлении одной бури с другой можно заметить, что среди беспорядочного наложения отдельных амплитуд имеется и некоторая общая закономерность. Наиболее отчетливо такая закономерность проявляется в ходе горизонтальной составляющей.

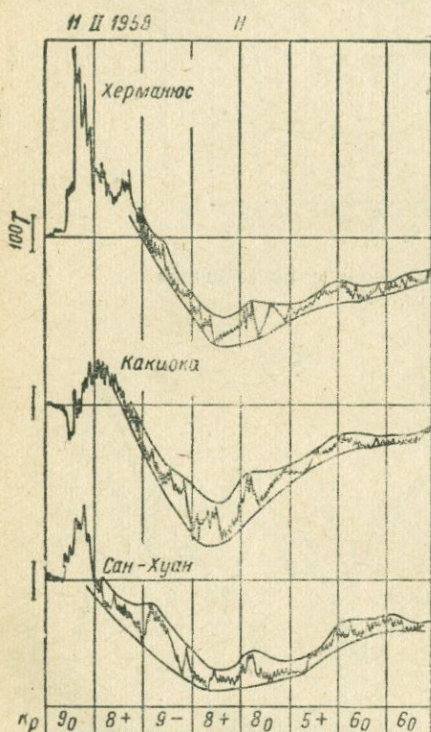


Рис. 123. Изменение горизонтальной составляющей во время бури 11 II 1958 г.

Так, например, на магнитограмме (рис. 123), представляющей запись  $\delta H$  во время бури 11 II 1958 г., можно видеть, что в начальный период ее горизонтальная составляющая заметно возрастает (начальная фаза), затем, спустя некоторое время, резко падает, доходит до минимума, после чего начинает медленно возвращаться к нормальному значению. Период развития бури от момента падения горизонтальной составляющей до ее восстановления называется *главной фазой магнитной бури*.

Такой характер поведения  $H$  можно наблюдать в процессе развития любой мировой магнитной бури, что указывает на вполне определенную закономерность в ее ходе, которая проявляется в наложении на плавный ход изменения  $H$  нерегулярных ее колебаний.

В § 2 гл. VIII мы видели, что при наличии в сложных и неправильных колебаниях различных периодов выделение колебания с определенным пе-

риодом легко производится путем статистической обработки.

Поэтому и плавный ход изменения  $H$  во время бури можно выделить из всех других колебаний таким же методом, считая что период этих изменений равен продолжительности бури. Для этого необходимо  $n$ -ое число бурь, зарегистрированных в разное время на данной станции, расположить в вертикальный ряд, совместив на одной вертикальной линии моменты их начала и произвести осреднение амплитуд, соответствующих

одному и тому же моменту времени, отсчитываемому от начала бури. В результате такой обработки выделяется правильная, вполне закономерная вариация, получившая название *апериодической возмущенной вариации*, или, по иностранной терминологии, *стормтайм вариации*, и обозначаемая символом  $D_{st}$ .

Из кривых, представленных на рис. 123, можно видеть, что апериодическая вариация является основной частью главной фазы магнитной бури.

Статистический метод выделения апериодической вариации дает правильный ответ на поставленный вопрос, если продолжительность как первой фазы, так и последующей главной фазы одинаковы у всех бурь, подвергаемых обработке. В противном случае мы можем получить кривую апериодической вариации, не соответствующую той, которая выражает ход реальной  $D_{st}$ . В этом случае такую кривую следует рассматривать как некоторую среднюю или эффективную, выражающую лишь общую закономерность процесса развития главной фазы магнитного возмущения.

Примером того, что периоды начальной и главной фазы магнитных бурь не всегда одинаковы, могут служить бури, зарегистрированные в разное время на ст. Южный Сахалинск и представленные на рис. 124. Кривые записи показывают, что у одних бурь начальная фаза имела период от 1 до 3 час, тогда как у других достигала 6—12 час.

Внизу на том же рисунке проведена осредненная кривая этих бурь, ход которой, как видно, заметно отличается от хода каждой отдельной бури, однако общая закономерность хода  $D_{st}$  ясно выражена и на осредненной кривой.

Таким образом, наблюдаемую синфазную вариацию S можно представить по крайней мере как сумму двух вариаций: апериодической  $D_{st}$  и оставшейся за вычетом ее второй вариации, которая носит название *нерегулярной  $D_i$ -вариации*, т. е.

$$S = D_{st} + D_i.$$

Анализ этих вариаций показал, что они не только различны по своему характеру (периодические и непериодические), но и имеют свои собственные причины.

Этими причинами являются электрические токи в верхних слоях атмосферы, которые для каждого типа вариации имеют самостоятельное существование, располагаясь на разных высотах.

1. **Нерегулярные вариации  $D_i$** , получаемые в результате вычитания апериодической вариации и возмущенной суточной из наблюдаемой, являются собственно тем магнитным возмущением, которое мы называем магнитной бурей и которое прояв-

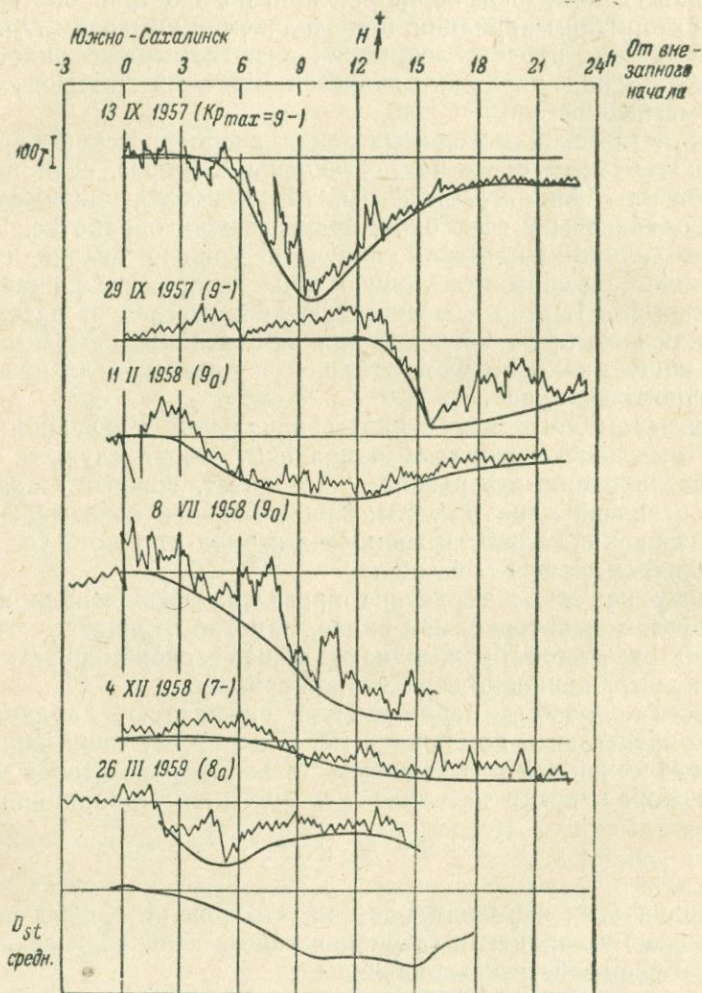


Рис. 124. Различия в интенсивности изменений поля и продолжительности начальной и главной фаз на ст. Ю.-Сахалинск во время нескольких больших и очень больших бурь.

ляется в виде неправильных быстрых изменений всех элементов земного магнетизма.

Естественно предполагать, что и  $D_i$  является также суммой различного типа вариаций, вызываемых различными причинами, хотя до сего времени разделения на отдельные составляющие произвести не удалось. Однако указаниями на то, что в возмущениях  $D_i$  содержатся различного рода вариации, может служить факт наложения (модуляции) короткопериодных колебаний (КПК) малой амплитуды на колебания большого периода и большой амплитуды, пример которых был дан на рис. 122. В этом случае КПК является самостоятельным типом вариаций, имеющим свои собственные закономерности и собственные причины.

Ввиду того, что возникновение каждой магнитной бури и ее протекание носит более или менее случайный характер, не поддающийся пока какой-либо закономерности, говорить о частоте магнитных бурь можно лишь в статистическом смысле.

Для вывода этих закономерностей необходимо иметь материалы наблюдений магнитных бурь за длительный промежуток времени.

В настоящее время такими материалами являются ряд каталогов магнитных бурь, составленных разными авторами, по данным различных обсерваторий [14, 47, 79, 168, 172]. Они охватывают период с 1874 по 1948 г. и содержат данные об интенсивности бурь, их продолжительности и о моменте возникновения. Так, например, последний по времени каталог [70], составленный Институтом земного магнетизма по записям шести советских обсерваторий за период с 1938 по 1941 г., представлен 318 бурями.

Данные этих каталогов позволили установить ряд вполне определенных статистических закономерностей в протекании магнитных бурь, к изложению которых мы и переходим.

**2. Интенсивность магнитных бурь (амплитуда).** Бури по своей интенсивности (амплитуде) принято делить на умеренные, большие и очень большие. Ввиду того, что интенсивность бурь возрастает от южных (геомагнитных) широт к северным, шкала амплитуд для каждой из этих категорий возмущений должна быть разной для разных обсерваторий. Однако какого-либо правила, устанавливающего деление бурь на указанные категории, не существует и оценка их производится чисто качественно, из сопоставления одной бури с другой. Насколько отличаются амплитуды одной и той же бури на станциях различных геомагнитных широт и для различных типов бурь, зарегистрированных на шести обсерваториях Советского Союза в 1940 г., можно видеть из табл. 26.

Таблица 26

Обсерватории	Геомагнитная широта $\Phi^\circ$	Бури								
		Очень большие			Большие			Умеренные		
		$\delta D$	$\delta H, \gamma$	$\delta Z, \gamma$	$\delta D$	$\delta H, \gamma$	$\delta Z, \gamma$	$\delta D$	$\delta H, \gamma$	$\delta Z, \gamma$
Ленинград . . . . .	56	212	1183	433	72	385	328	38	166	176
Среднекан . . . . .	53,2	66	574	—	50	340	—	41	185	—
Свердловск . . . . .	48,5	106	656	596	43	223	141	25	142	84
Иркутск . . . . .	41,0	64	368	209	26	196	67	21	106	40
Южно-Сахалинск . . . . .	36,9	18	200	30	12	122	17	7	66	7
Ташкент . . . . .	32,4	33	296	100	15	132	39	12	98	34

В таблице приведены среднегодовые значения амплитуд бурь, из которых 4 были очень большими, 11 большими и 16 умеренными.

Таблица даёт лишь средние значения амплитуд в течение года, отдельные же амплитуды в течение бури могут значительно

превышать эти значения и достигать у горизонтальной составляющей до 3000  $\gamma$  и более.

На рис. 125 представлено распределение максимальных амплитуд элемента  $\delta H$  по годам за период 1938—1948 гг. на двух обсерваториях — Свердловска (1) и Южно-Сахалинска (2); кривые показывают, что максимальная амплитуда в Свердловске для горизонтальной составляющей достигала в 1948 г. 2000  $\gamma$ , тогда как среднее ее значение за этот же год составляло 656  $\gamma$ .

Из табл. 26 видна ясно выраженная закономерность убывания амплитуд с уменьшением геомагнитной широты. Исключением является станция Южно-Сахалинск, где амплитуда ниже, чем в Ташкенте. Однако здесь сказывается уже долготный эффект, т. е. зависимость амплитуды от геомагнитной долготы.

3. Частота магнитных бурь. Под частотой магнитных бурь мы будем понимать число магнитных бурь  $N$ , приходящихся на тот или иной период времени (год, сезон, сутки). Материалы

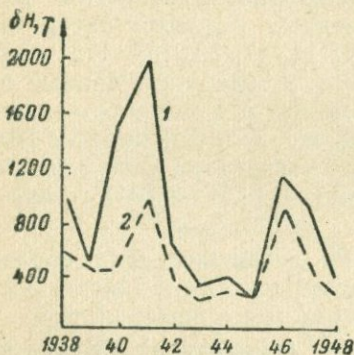


Рис. 125. Распределение максимальных амплитуд  $\delta H$  для двух обсерваторий Свердловска (1) и Ю.-Сахалинска (2) в период с 1938 по 1948 г.

каталогов показывают, что частота магнитных бурь зависит от ряда факторов.

Первое, что обращает на себя внимание в этом отношении, это зависимость частоты появления бури от солнечной активности. Простое сопоставление показывает, что частота магнитных бурь тем больше, чем выше солнечная активность в данном году.

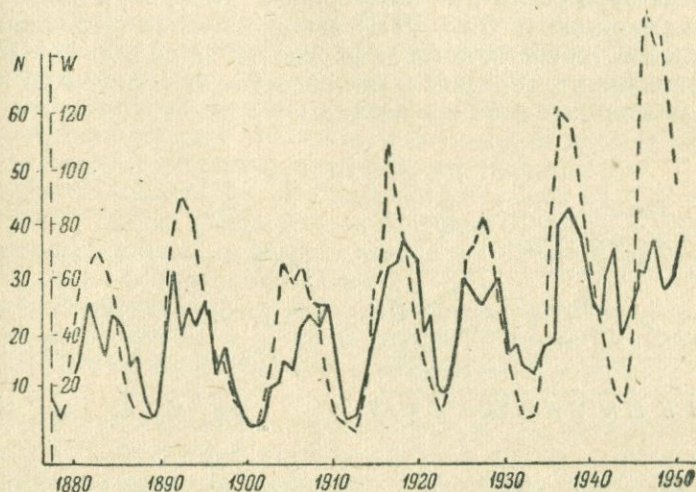


Рис. 126. Зависимость частоты магнитных бурь (N) и числа солнечных пятен (W) от времени.

На рис. 126 показаны кривые зависимости частоты магнитных бурь  $N$  и числа солнечных пятен  $W$  (числа Вольфа) от времени. Можно видеть, что обе кривые имеют циклический характер с одиннадцатилетним периодом и более или менее совпадают по фазе. В годы максимума солнечной деятельности частота бурь достигает наибольших значений, колеблясь от 23 (в 1894 г.) до 41 (в 1938 г.) бури в год, и спускается в годы минимума до нескольких бурь в год. Одновременно эта кривая указывает на изменение активности магнитных возмущений. Начиная с 1900 г. и по 1950 г. происходит постепенное увеличение частоты магнитных бурь в годы минимума солнечной активности. Если в 1900 г. частота составляла 2 бури в год, то в 1944 г. она поднялась до 16 бурь в год. Кроме того, за год до этого, в 1943 г., наблюдалось резкое увеличение числа бурь, которое достигло 34, хотя солнечная активность оставалась такой же низкой как в предыдущие, так и в последующие годы. Это указывает на то, что полного параллелизма в ходе солнечной

активности и числе магнитных бурь не наблюдается, имеется лишь некоторая корреляция между обоими явлениями.

Вторым фактом распределения частоты или количества магнитных бурь является зависимость их от времени года. Бури имеют тенденцию чаще возникать в периоды равноденствий. Наиболее четко выражена такая тенденция для очень больших бурь, что можно видеть на рис. 127, где представлен годовой ход числа бурь различных категорий. Этим фактом объясняется отмеченная выше (§ 5 гл. VIII) закономерность в годовом ходе магнитной активности, которая определяется по величине амплитуды вариации. Солнечная активность (см. рис. 103) также имеет максимумы в те же периоды года.

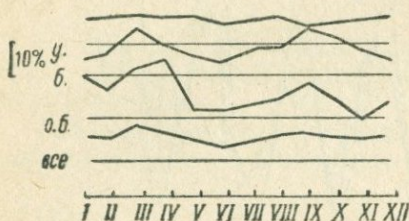


Рис. 127. Годовой ход числа бурь различных категорий.  
у. — умеренные; б. — большие; о. б. — очень большие; все — все категории.

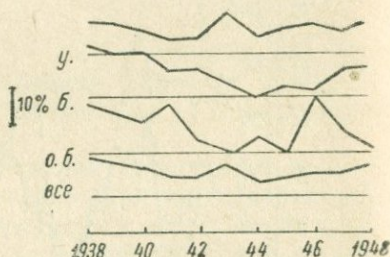


Рис. 128. Ход частоты магнитных бурь различных категорий за период солнечной деятельности (1938—1948 гг.).

Обозначения те же, что на рис. 127.

Следует отметить еще одну закономерность в возрастании частоты магнитных бурь в периоды максимальной солнечной деятельности. Частота магнитных бурь в эти периоды увеличивается главным образом за счет категорий больших и очень больших бурь. Так, на рис. 128 показан ход частоты магнитных бурь различных категорий за период солнечной деятельности с 1938 по 1948 г., из которого видно, что в годы максимума солнечной активности (1938 и 1946 гг.) процентное количество больших и очень больших бурь значительно больше, чем умеренных.

Наконец, необходимо указать на одну из основных закономерностей в появлении магнитных бурь, а именно на 27-дневную их повторяемость, характер и причины которой были уже описаны в § 5 гл. VIII в связи с рассмотрением магнитной активности.

4. Аперiodическая возмущенная вариация ( $D_{st}$ ). Характерной особенностью этой вариации является то, что она наиболее отчетливо проявляется в изменениях горизонтальной составляю-

шей, в меньшей степени — на вертикальной составляющей и совершенно не сказывается на склонении.

Общий характер протекания  $D_{st}$  следующий. Начало возмущения представляет короткий импульс, который увеличивает горизонтальную и уменьшает вертикальную составляющие. Эти изменения для горизонтальной компоненты составляют около  $+20 \gamma$  и для вертикальной —  $5 \gamma$ .

Увеличение горизонтальной составляющей продолжается от получаса до двух часов. Затем происходит резкое падение горизонтальной составляющей, которое продолжается около 6 часов и может доходить до  $-60 \gamma$  (на магнитном экваторе), после чего наступает длительный процесс возвращения к нормальному состоянию, занимающий промежуток времени до двух суток. Этот процесс получил название *последующего возмущения*.

Вертикальная составляющая после падения на  $5 \gamma$ , которое происходит также в промежуток времени от  $1/2$  до 2 часов, начинает возрастать и в течение всей бури остается повышенной против нормального значения на  $5 \gamma$ .

Склонение испытывает небольшие отклонения (от 1 до 2') от нормального значения в ту и другую сторону, и поэтому ни о каких закономерностях в его изменении говорить не приходится.

Следующей характерной особенностью  $D_{st}$  является зависимость этих возмущений от геомагнитной широты места и независимость от долготы. Наибольшую интенсивность  $D_{st}$  имеет на магнитном экваторе, где изменения горизонтальной составляющей достигают, как указывалось,  $60 \gamma$  и больше. К северу и югу от экватора интенсивность уменьшается, а на широте  $60^\circ$  изменения  $H$  составляют  $40 \gamma$ .

На рис. 129 показан ход  $D_{st}$  на трех широтах по наблюдениям обсерватории Батавии, Порто-Рико и Гонолулу, находящихся на геомагнитной широте  $0^\circ$  (а), Цикавея, Сан-Фернандо и Чельтенхем — на широте  $40^\circ$  (б), Пола, Павловска, Гринвича и Потсдама — на широте  $60^\circ$  (в). Графики  $D_{st}$ , представленные на этом рисунке, ясно показывают все закономерности в протекании, о которых было указано выше.

Такую же закономерность можно наблюдать и непосредственно на записях магнитных бурь, регистрируемых в синфазном поясе, на что указывалось выше (см. рис. 123).

Попытки проследить вариации  $D_{st}$  выше  $60^\circ$  геомагнитной широты, особенно в зоне полярных сияний, до сих пор не привели к определенному результату. Объясняется это тем, что характер синфазных возмущений в высоких широтах настолько искажается локальными возмущениями, что статистический метод осреднения уже не достигает цели. Потребовалось бы чрезвычайно большое количество бурь, чтобы получить средние

значения  $H$  и  $Z$ . Поэтому М. С. Бобровым [19] была сделана попытка использовать для этой цели лишь те промежутки времени в течение бури, которые являются сравнительно спокойными в отношении вариаций  $D_i$ .

В эти часы, если аperiodические возмущения существуют, вариация должна была бы проявиться в общем понижении уровня горизонтальной составляющей. Исследования показали,

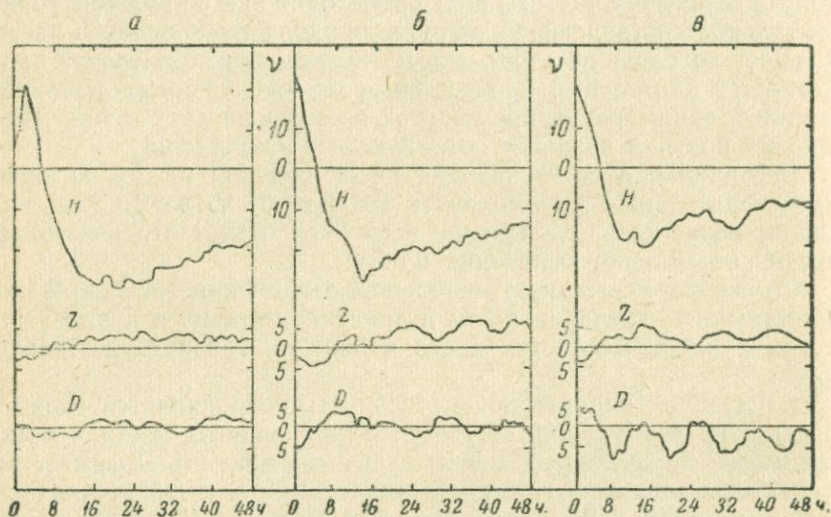


Рис. 129. Ход аperiodической вариации на трех широтах.

*а* — Батовия, Порто-Рико, Голулулу; *б* — Цикавей, Сан-Фернандо, Чельтенхем; *в* — Пола, Гринвич, Потсдам, Павловск.

что заметного уменьшения горизонтальной составляющей, даже во время больших и очень больших бурь на станциях, расположенных в зоне полярных сияний, не наблюдалось. Однако вблизи зоны, несколько ниже ее, на широтах (геомагнитных) от  $60$  до  $63^\circ$  аperiodическая вариация  $D_{st}$  прослеживается еще довольно хорошо.

Ясно выраженная зависимость вариаций  $D_{st}$  от широты места позволяет применить к ним тот же метод расчета системы токов, вызывающих вариацию  $D_{st}$ , как и в случае солнечносуточных вариаций. Однако задача здесь несколько упрощается, поскольку вариация  $D_{st}$  не зависит ни от долготы, ни от местного времени. Кроме того, можно считать, что  $D_{st}$  имеет лишь составляющие  $H$  и  $Z$ , которые, согласно формуле (3.13а), выразятся как

$$H = X = - \sum_{n=1}^{\infty} (g_n + j_n) \frac{dP_n(\cos \theta)}{d\theta},$$

$$Z = \sum_{n=1}^{\infty} [(n+1)g_n - nj_n] P_n(\cos \theta),$$
(10.1)

где  $j_n$  — коэффициенты, соответствующие потенциалу, вызываемому внешними причинами, а  $g_n$  — внутренними причинами.

Чтобы найти коэффициенты  $g_n$  и  $j_n$ , необходимо знать экспериментальную зависимость  $H$  и  $Z$  от широты ( $90^\circ - \theta$ ). Такая зависимость получается из сопоставления графиков (рис. 129)  $D_{st}$  на разных широтах и может быть выражена в виде кривых, представленных на рис. 130.

Ввиду отсутствия данных относительно  $D_{st}$  для широт выше  $60^\circ$ , кривые  $H$  и  $Z$  были проэкстраполированы на области от  $60$  до  $90^\circ$  так, чтобы на геомагнитном полюсе ( $\theta = 0^\circ$ ) горизонтальная составляющая равнялась нулю, а вертикальная приняла значение  $Z = H_{\text{экв}}$ . Если представить эти кривые рядами Фурье

$$X = \sum a_n^x \sin n\theta, \quad Z = \sum a_n^z \sin n\theta$$
(10.2)

и затем сравнить эти ряды с рядами (10.1), то мы можем определить  $g_n$  и  $j_n$ .

Такие определения, выполненные Н. П. Беньковой [12], представлены в виде табл. 27.

Таблица 27

Время от начала бури, час	$j_1$	$j_2$	$j_3$	$g_1$	$g_2$	$g_3$
4	18,8 $\gamma$	1,4 $\gamma$	1,8 $\gamma$	6,1 $\gamma$	0,2 $\gamma$	1,4 $\gamma$
12	14,9	1,8	0,6	6,8	0,2	0,2
20	15,7	1,0	0,2	7,4	0,4	0,3
28	20,7	1,6	0,2	7,1	0,0	0,0

Как видно, преобладающую роль играют первые гармоники  $j_1$  и  $g_1$ . При этом отношении  $\frac{g_1}{j_1}$  для первых гармоник довольно устойчиво и составляет в среднем 0,4, т. е. около 40% величины наблюдаемой вариации  $D_{st}$  приходится на долю внутренних причин.

Зная коэффициенты  $j_n$ , соответствующие потенциалу внешних причин, можно по формуле (1.86) найти и токовую функ-

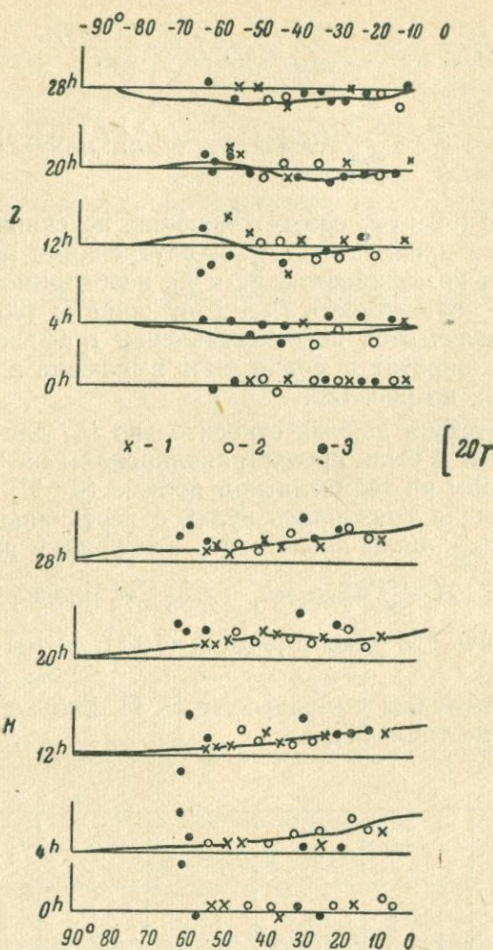


Рис. 130. Широтное распределение  $H$ - и  $Z$ -составляющих  $D_{st}$ -вариации.

1 — северное полушарие; 2 — южное полушарие; 3 — не учтено при осреднении.

цию  $I(\theta)$ , которая в данном случае примет вид

$$I = -\frac{cR}{4\pi} \sum \frac{2n+1}{n+1} \left(\frac{R+h}{R}\right)^n j_n P_n(\cos \theta).$$

Вычисления по этой формуле, сделанные в предположении, что токи, вызывающие вариацию  $D_{st}$ , находятся в слое  $F_2$  на высоте  $h=300$  км, дают картину распределения их, показанную на рис. 131.

Реальность такой системы токов вряд ли может быть оправдана, так как никаких указаний на этот счет со стороны других геофизических явлений до сих пор не имеется. Естественно предположить, как это было сделано рядом авторов

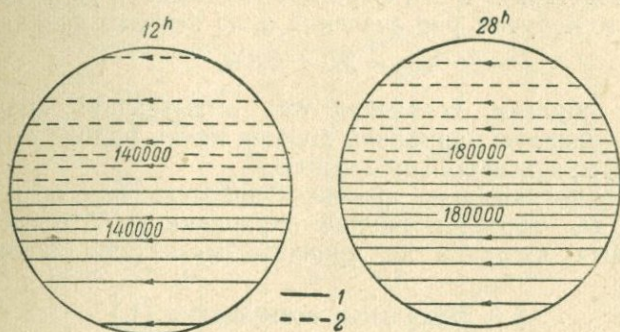


Рис. 131. Электрические токи  $D_{st}$ -вариации. Между соседними линиями течет ток в 20000 а.

1 — положительные значения функции тока; 2 — отрицательные значения.

(Чепменом [115], Форбушем [138], Ю. Д. Калининым [43] и Н. П. Беньковой [13]), что причиной  $D_{st}$  является кольцевой ток в экваториальной плоскости. При таком предположении магнитный потенциал, вызываемый током на поверхности Земли, если принять начало координат в центре Земли (рис. 132), выразится, как (см. т. II, формулу (8.11))

$$U = \frac{2\pi I}{c} \left[ 1 + \sum \frac{1}{n} P_n(\cos \theta) \times \right. \\ \left. \times P'_n(0) \left( \frac{R}{a} \right)^n \right],$$

где  $a$  — радиус кольцевого тока;  
 $R$  — радиус Земли.

С другой стороны, потенциал поля вариаций  $D_{st}$  можно представить по формуле Гаусса:

$$U = R \sum j_n P_n(\cos \theta) \quad (n=1, 3, 5, \dots).$$

Отсюда, сравнивая коэффициенты при одинаковых функциях Лежандра  $P_n(\cos \theta)$ , будем иметь:

$$Rj_1 = 2\pi I \frac{R}{a}, \quad Rj_3 = -2\pi I \frac{1}{2} \left( \frac{R}{a} \right)^3, \quad Rj_5 = 2\pi I \frac{3}{8} \left( \frac{R}{a} \right)^5,$$

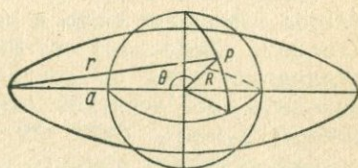


Рис. 132. К выводу потенциала тока, создающего  $D_{st}$ -вариацию.

откуда

$$\left(\frac{a}{R}\right)^2 = -\frac{1}{2} \frac{j_1}{j_3}, \quad \left(\frac{a}{R}\right)^2 = -\frac{3}{4} \frac{j_3}{j_5}, \quad \left(\frac{a}{R}\right)^4 = \frac{3}{8} \frac{j_1}{j_5}.$$

Если подставить в эти формулы значения  $j_1$ ,  $j_3$ ,  $j_5$ , взятые из табл. 27, то получим ряд значений  $a$ , из которых средним будет

$$a_{\text{ср}} = 3,8 \pm 0,8 R.$$

Таким образом, кольцевой ток, вызывающий аперiodическую возмущенную вариацию, должен иметь радиус  $a$ , который почти в четыре раза больше земного  $R$ .

Ниже будет показано, что такое представление об источнике вариации  $D_{st}$  является вполне оправданным с точки зрения современных взглядов на причины магнитных возмущений.

### § 3. Локальные возмущения (L)

Локальные возмущения, как указывалось выше, имеют всемирный или, иначе, планетарный характер, однако интенсивность их зависит в сильной степени от геомагнитной широты. Максимум интенсивности приходится на зону полярных сияний, ниже которой она быстро падает; в низких широтах (в синфазном поясе) возмущенность  $L$  проявляется лишь в виде небольших плавных отклонений горизонтальной составляющей от нормального значения.

Следующей характерной особенностью этих возмущений является изменение фазы и амплитуды от места к месту. На расстоянии нескольких сот километров фазы колебания могут отличаться одна от другой на  $180^\circ$ , а соотношение амплитуд доходить до десятков единиц. Примером таких возмущений может служить буря 19 VII 1957 г., зарегистрированная на разных станциях земного шара и представленная на рис. 133. Из этого рисунка видно, что ни о какой синфазности в протекании возмущения на различных станциях здесь не может быть и речи. Каждая станция дает свою собственную форму записи. Точно так же на рисунке видно резкое изменение интенсивности с переходом от зоны полярных сияний к зоне синфазного пояса.

Несмотря на указанный характер  $L$ -возмущений, как будто бы не имеющих никакой закономерности в своем протекании, статистическая обработка их, а также анализ отдельных пиков и «бухт» на записях ряда обсерваторий показали, что  $L$ -возмущения содержат составляющую периодического характера — с периодом солнечных суток и составляющие так называемых бухтообразных возмущений. Те и другие имеют ясно выраженную закономерность в своем ходе и, как показал анализ, и об-

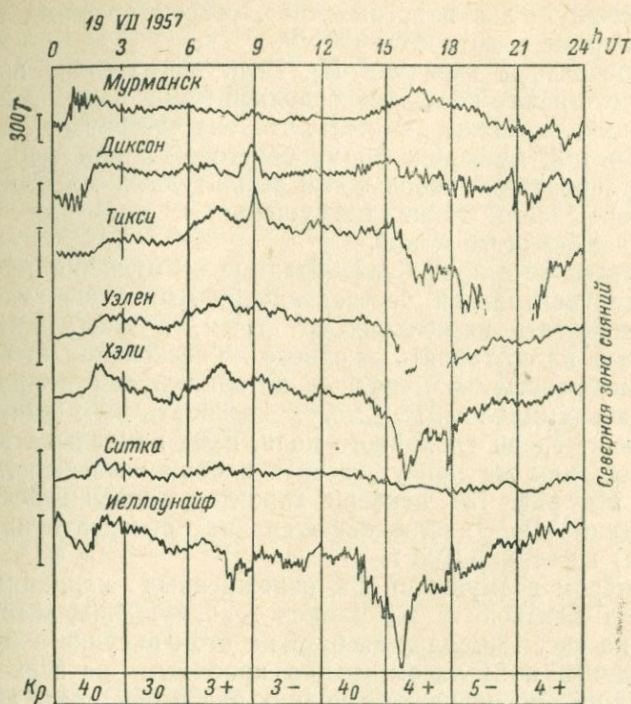


Рис. 133. Магнитная буря 19 июля 1957 г. на различных станциях.

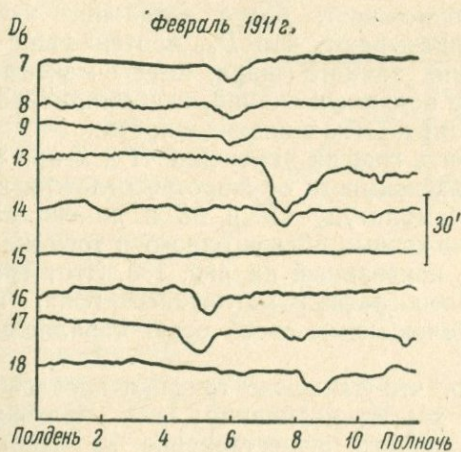


Рис. 134. Бухтообразные вариации на обсерватории Кью (Англия).

щую причину — два вихревых тока, сосредоточенных в полярной области на высоте 100—300 км.

**Бухтообразные вариации  $D_6$ .** Если внимательно проследить запись локального возмущения вблизи или в самой зоне полярных сияний, то можно заметить, что она состоит из ряда плавных поднятий, имеющих форму береговой линии морской бухты, модулированной небольшими амплитудами малого периода. Вследствие этого такие возмущения и получили название *бухтообразных возмущений*.

Наиболее отчетливо бухтообразные возмущения проявляются на горизонтальной составляющей. Амплитуды таких бухт могут достигать нескольких сот гамм, а продолжительность или период их составлять от одного до нескольких часов.

Бухтообразные возмущения, которые будем в дальнейшем обозначать символом  $D_6$ , могут возникать как единственное возмущение среди спокойного поля, или накладываться одно на другое, или же присутствовать в общем магнитном возмущении. На рис. 134 показан характер записи неискаженных возмущений  $D_6$ , наблюдававшихся на обсерватории в Кью (Англия) в феврале 1911 г.

Примером возмущений  $D_6$ , осложненных вариациями типа  $D_i$ , могут явиться те же записи  $L$ -возмущения, которые приведены на рис. 133. Одну из бухт на этом рисунке в промежутке между 15 и 21 часом можно проследить на всех станциях зоны сияний, но на каждой из них она имеет свою амплитуду и свою фазу.

Благодаря наличию в записях обсерваторий отдельных бухтообразных возмущений, не искаженных другими вариациями, явилась возможность более детального их исследования. Наблюдения показывают, что  $D_6$ , протекающие одновременно на всех станциях земного шара, имеют максимальную интенсивность в зоне полярных сияний, где амплитуда изменения  $H$  в десятки раз больше, чем в низких широтах.

Если построить график изменений  $H$  и  $Z$  при бухтообразном возмущении в зависимости от широты, отложив по оси ординат максимальную амплитуду  $\delta H$  и  $\delta Z$  и по оси абсцисс широту станций, расположенных вблизи одного и того же меридиана, то он примет вид, показанный на рис. 135. Этот график по своей форме аналогичен графику магнитного поля, возбуждаемого магнитом, расположенным своей осью параллельно меридиану на широте  $70^\circ$ .

Ввиду того, что такие же графики прослеживаются одновременно и на других меридианах, для образования  $D_6$  необходимо предположить существование не одного магнита, а ряда магнитов, параллельных друг другу и расположенных по параллели, или существование эквивалентного им электриче-

ского тока, протекающего вдоль 70-й параллели узким пучком, который можно принять за линейный ток.

Действительно, линейный ток на расстоянии  $h$  от Земли создает на ее поверхности магнитное поле  $\delta H_T$ , определяемое законом Био-Савара:

$$\delta H_T = \frac{2I}{c} \frac{[lr]}{r^3},$$

где  $l$  — единичный вектор в направлении тока  $I$ ;  $r$  — расстояние от рассматриваемой точки  $P$  (рис. 136) до линии тока.

Составляющие этого поля по вертикали и горизонтали, очевидно, будут

$$\delta H = \frac{2I}{c} \frac{h}{h^2 + x^2},$$

$$\delta Z = \frac{2I}{c} \frac{x}{h^2 + x^2}. \quad (10.3)$$

Эти формулы совпадают с формулами для однополюсной нити.

Сравнивая графики с кривыми вариаций  $\delta D_6$ , полученными из наблюдений (рис. 135), можно видеть, что они близко совпадают друг с другом.

Если предположить, что  $D_6$  вызывается исключительно током, протекающим в верхних слоях атмосферы, то легко определить высоту, на которой он протекает, и величину силы тока.

Высота  $h$  линейного тока находится графически, путем построения векторов напряженности поля в точках, расположенных по меридиану вблизи 70-й параллели, и проведения к ним перпендикуляров. Точка пересечения перпендикуляров и дает в масштабе высоту линейного тока, так как для линейного тока направление магнитного поля перпендикулярно расстоя-

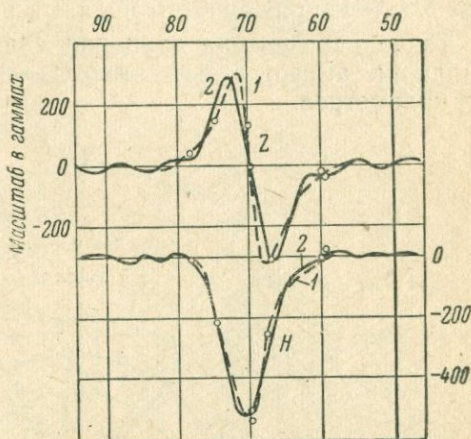


Рис. 135. Изменение  $H$ - и  $Z$ -составляющих при бухтообразном возмущении на станциях, расположенных вблизи одного меридиана на различных широтах.

1 — наблюдаемая кривая; 2 — приближение к наблюдаемой кривой с помощью шести членов тригонометрического разложения.

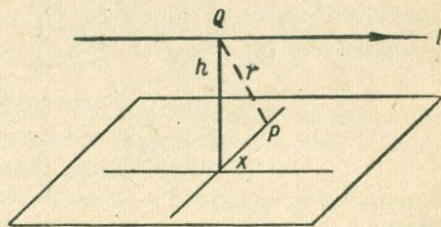


Рис. 136. К выводу поля линейного тока.

нию между линейным проводником и данной точкой. Сила же тока  $I$  определяется из формул (10.3), в которых следует положить  $x = 0$ ; тогда

$$\frac{I}{c} = \frac{\delta H_T h}{2},$$

где  $\delta H_T$  — напряженность поля  $D_6$  на 70-й параллели.

Такие определения дали для силы тока величину, порядка миллиона ампер, а для высоты — от 100 км до нескольких сот километров.

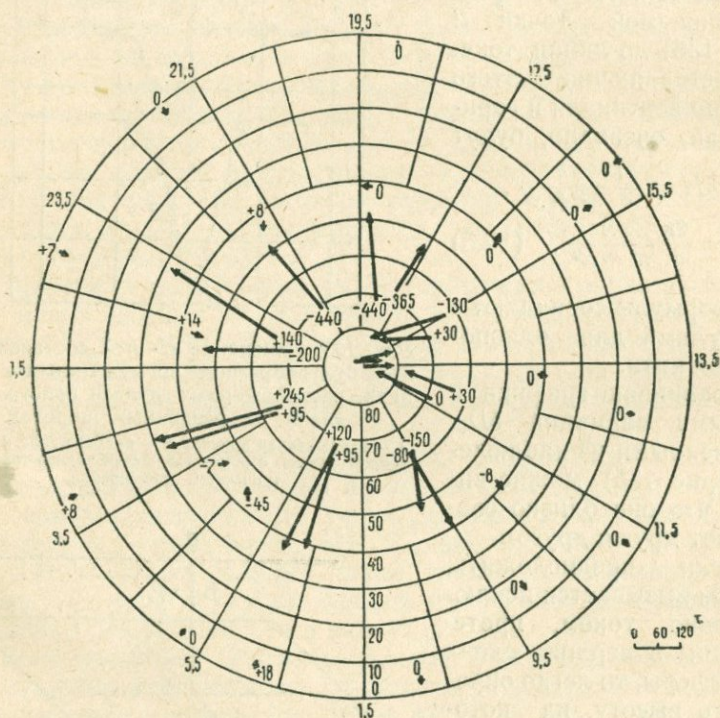


Рис. 137. Магнитное поле идеализированной бухты.

Горизонтальная составляющая показана стрелкой, вертикальная — цифрами (в гаммах). Координатная сетка — геомагнитная широта в геомагнитное время.

Однако линейного тока, простирающегося безгранично, в природе не существует. Ток на каком-то расстоянии от места наблюдения должен замкнуться и образовать замкнутый контур. Поэтому расчеты, приведенные выше, справедливы, когда расстояние между точками  $P$  и  $Q$  (рис. 136) мало по сравнению с размерами контура. Для того чтобы найти размеры

и форму этого контура, необходимо иметь зависимость бухтообразных возмущений — его интенсивности и фазы от широты и долготы места. Такая зависимость была получена Сильсби и Вестином [183] путем статистической обработки локальных возмущений по тринадцати обсерваториям. Благодаря этому им удалось построить для каждой обсерватории среднюю кривую тех бухтообразных возмущений, которые появляются в одни и те же часы, и тем самым установить зависимость от широты и долготы. При этом выяснилось, что  $D_6$  зависят от местного времени, и, следовательно, долготой в данном случае должно служить местное время.

На рис. 137 дано распределение бухтообразного возмущения по данным Вестина: стрелками показана горизонтальная составляющая, а цифрами при них — вертикальная (в гаммах). Координатной сеткой служат геомагнитная широта и геомагнитное время. Все вектора  $H$ , как показывает рисунок, направлены по геомагнитным меридианам и достигают максимального значения на широте  $\Phi = 60-65^\circ$ . По этим данным Н. П. Беньковой [13] методом разложения потенциала магнитного поля и электрических токов в ряды по цилиндрическим функциям была построена система токов, представленная на рис. 138. Как видно, ток образует два вихря: один, расположенный на вечерней стороне, достигает  $5 \cdot 10^4$  а, второй, обращенный к востоку, имеет силу тока  $1,6 \cdot 10^4$  а.

Такая система токов, относящаяся к средней идеализированной бухте, дает лишь общее представление о форме и интенсивности токов и для каждого реального возмущения может отклоняться от указанных размеров и формы.

Позднейшие исследования локальных возмущений вблизи зоны полярных сияний [179] показали, что положение токовых линий на вечерней стороне не только меняется от бури к буре, но и в течение одной бури оно может смещаться и к югу и к северу от 70-й параллели. Точно так же меняется общая сила тока, что и создает непрерывное изменение элементов земного магнетизма.

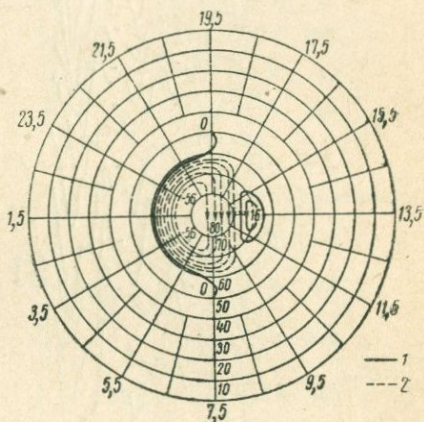


Рис. 138. Токовая система полярных бурь. Значение тока в тысячах ампер. Между соседними линиями течет ток 10000 а.

Координатная сетка — геомагнитная широта и геомагнитное время. 1 — положительные значения функции тока; 2 — отрицательные.

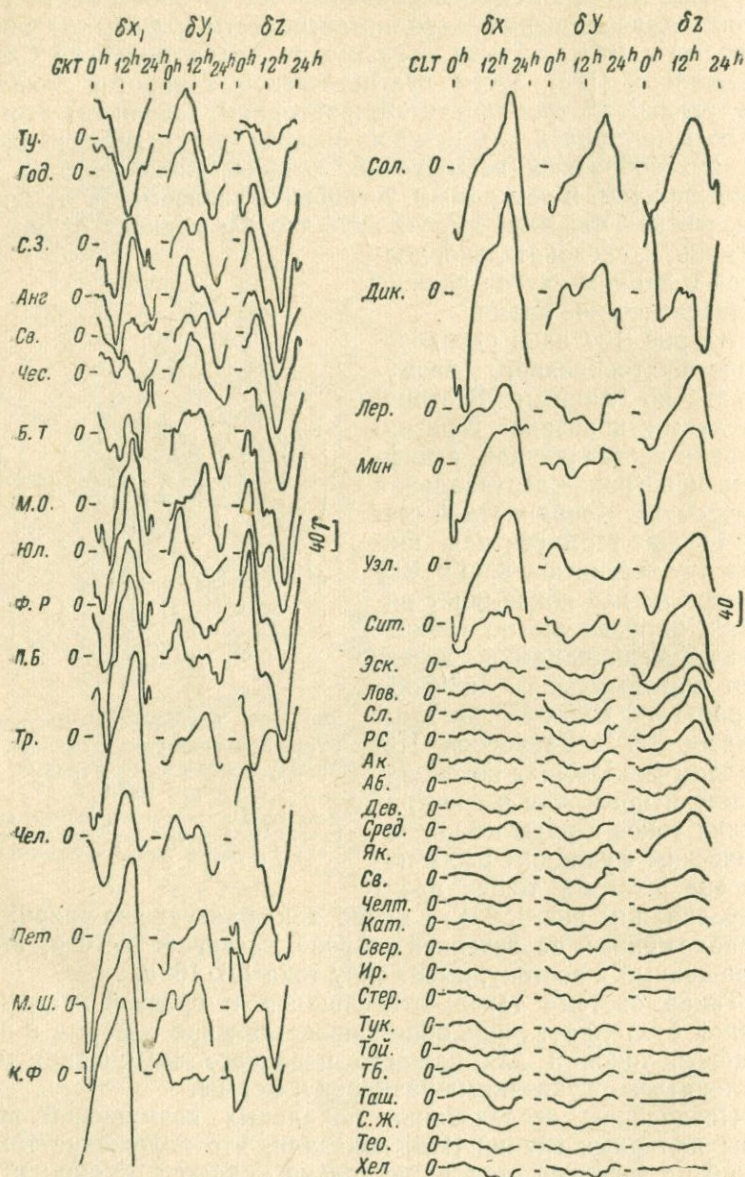


Рис. 139. Суточный ход  $S_D$ -вариации на станциях различной геомагнитной широты в порядке ее убывания.  
(Название станций и принятые сокращения см. в Приложении 1.)

Возмущенная суточная вариация  $S_D$  является составной частью локальных магнитных возмущений; она имеет периодический характер и поэтому легко поддается выделению из общего поля вариаций. Определяется она как разность суточных вариаций, найденных по возмущенным дням  $S_d$ , и суточных вариаций, найденных по спокойным дням  $S_q$ , т. е.  $S_D = S_d - S_q$ .

Локальность вариаций  $S_D$  доказывается тем, что зависимость их от широты имеет совершенно другой характер, чем у вариации  $S_q$ . Вариация  $S_D$  имеет наибольшую интенсивность в высоких широтах; она быстро падает при переходе в более низкие, и ее закономерность аналогична закономерности бухтообразных возмущений. При этом вариации  $S_d$  имеют более тесную (рис. 139) связь с геомагнитной широтой, чем вариации  $S_q$ .

На рис. 139 представлен суточный ход вариаций  $S_D$  элементов  $\delta X$ ,  $\delta Y$  и  $\delta Z$  на станциях различной геомагнитной широты в порядке ее убывания. Можно видеть, что максимальная амплитуда всех элементов приходится на станции, расположенные в зонах, близких к зоне полярных сияний. Более наглядное представление зависимости амплитуды северной  $\delta X$  и вертикальной составляющих  $\delta Z$  для четырех моментов местного времени (0, 6, 12 и 18 час) от геомагнитной широты дается на рис. 140.

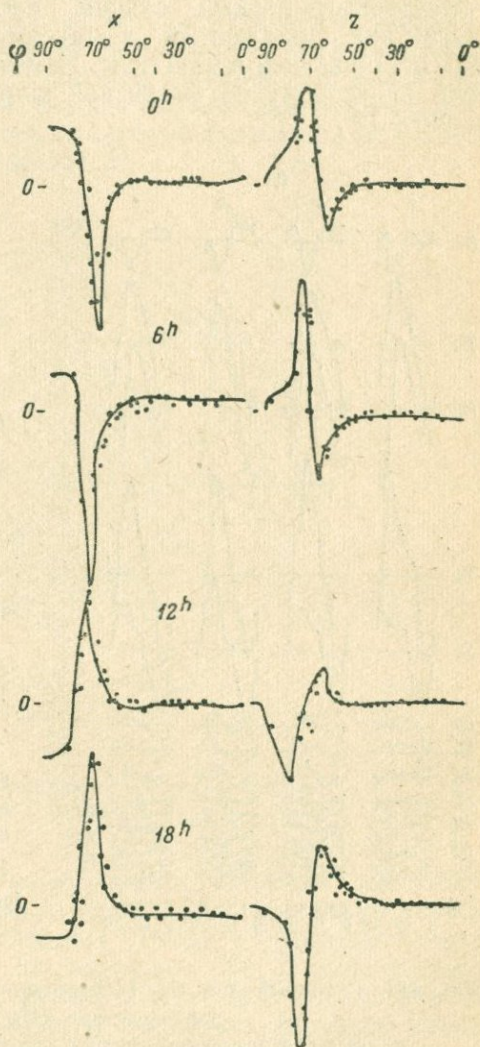


Рис. 140. Широтное распределение  $S_D$ -вариаций для различных моментов местного геомагнитного времени.

Особенностью вариации  $S_D$  по сравнению с вариациями  $S_q$  является изменение фазы у  $\delta Z$ -составляющей при переходе через зону полярных сияний, расположенную примерно на магнитной параллели  $68^\circ$ , и максимальное значение амплитуды  $\delta X$ -составляющей в этой зоне. Изменение фазы у  $\delta X$ -составляющей происходит на магнитной широте  $51^\circ$  и затем снова на широте  $72^\circ$ .

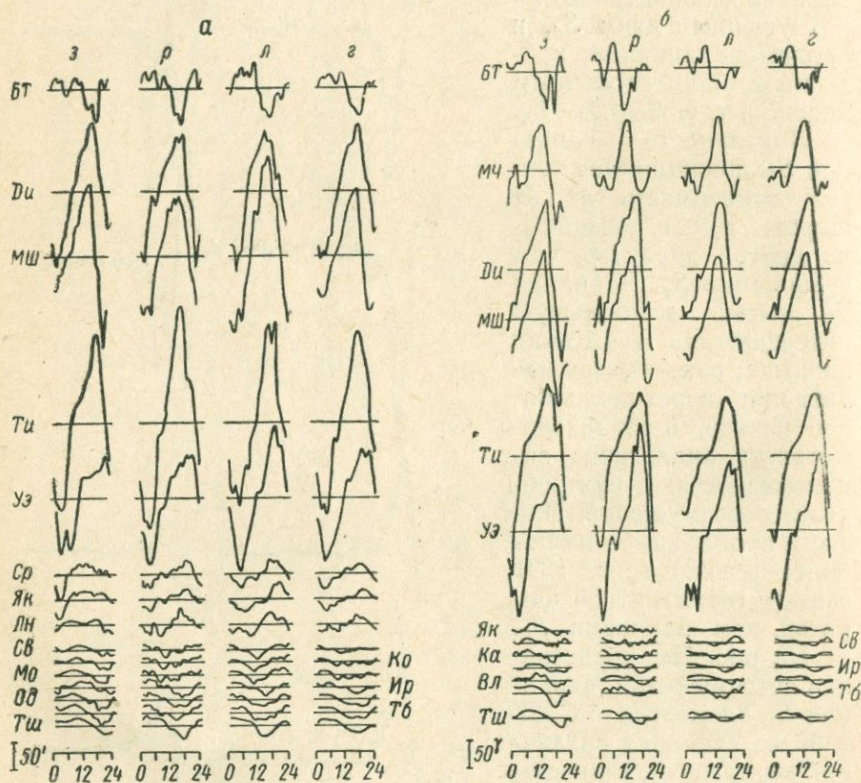


Рис. 141. Суточный ход  $S_D$  горизонтальной составляющей для зимы (З), равноденствия (Р), лета (Л).

а — средние за год высокой магнитной активности; б — год низкой активности.

Восточная составляющая также меняет фазу дважды — один раз на широте около  $60^\circ$  и затем в зоне полярных сияний.

Амплитуда у всех составляющих достигает в зоне полярных сияний значений, во много раз превосходящих значения в средних широтах. Далее, в то время, когда вариации  $S_q$  в сильной степени зависят от сезона, вариации  $S_D$  остаются одина-

ковыми в течение всего года. Это можно видеть на рис. 141, где представлены суточные хода  $S_D$  горизонтальной составляющей для трех случаев, а также среднегодовой. Как видно, форма кривых и величина амплитуды во всех случаях почти одинакова. Однако на рис. 141 можно заметить, что и амплитуда и фаза претерпевают изменения на всех станциях при изменении общей магнитной активности. В годы высокой магнитной активности (рис. 141, а) форма кривых заметно отличается от формы в годы низкой активности (рис. 141, б).

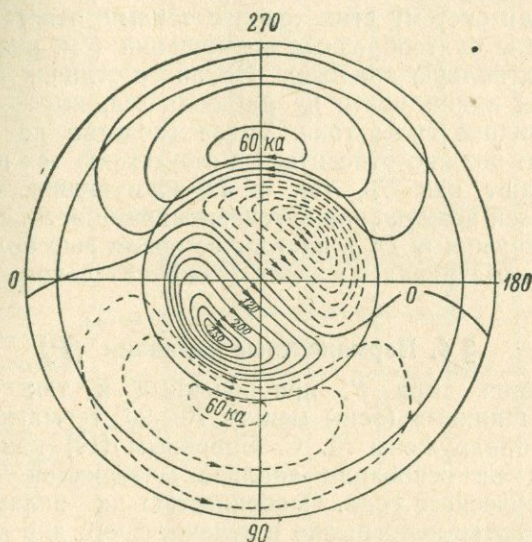


Рис. 142. Система электрических токов, соответствующая вариации  $S_D$ .

Сферический анализ возмущенных суточных вариаций впервые был произведен О. А. Бурдо [23], которому удалось построить систему электрических токов в верхних слоях атмосферы, ответственных за вариацию  $S_D$ . Такая система показана на рис. 142, представляющем вид геомагнитного полюса. Как видно, наибольшую плотность токовые линии имеют в зоне полярных сияний, где сила тока достигает 200 000 а, тогда как общий ток на площади, равной четверти земной поверхности, не превосходит 40 000 а. Сильное сгущение токовых линий наблюдается также в полярных областях между зоной полярных сияний и полюсом, где общий ток составляет 270 000 а. Рис. 142 показывает, что система токов состоит из четырех замкнутых токов, из которых два распо-

жены в восточном полушарии и два — в западном. Такие же четыре системы существуют в южном полушарии. Построенная О. А. Бурдо система токов довольно хорошо согласуется с наблюдаемым суточным ходом вариаций. Так, например, она порождает обращение  $\delta X$ -составляющей на широте  $55^\circ$ , часы максимумов и минимумов  $\delta X$ - и  $\delta Y$ -составляющих и общий характер вариаций в высоких широтах.

Аналогичная картина распределения токов была получена Н. П. Беньковой [13], хотя метод расчета был несколько иным, названный автором методом интегральных уравнений.

Сравнивая систему этих токов с токами, ответственными за возникновение бухтообразных возмущений (см. рис. 138), можно видеть их полную аналогию. Никакого отличия в конфигурации токовых линий почти не наблюдается, имеется лишь разница в величине силы тока. Такое сходство не может быть случайным и должно относиться к отсутствию тех причин, которые вызывают как  $S_D$ , так и  $D_6$ -возмущения. Однако этот вопрос о связи возмущений суточных вариаций  $S_D$  с бухтообразными возмущениями  $D_6$  в настоящее время еще более подробно никем не рассматривался и поэтому окончательного решения еще не получил.

#### § 4. Перманентные вариации ( $P$ )

Возмущения типа  $P$ , приуроченные к так называемым «полярным шапкам» (зоны между  $70$ — $90^\circ$  геомагнитной широты), были обнаружены М. С. Бобровым [19] как особый тип возмущений на основании анализа материалов Международного геофизического года. Особенностью их является то, что они наблюдаются непрерывно в течение всего дня и не связаны с наличием в этот день какой-либо магнитной бури. Рассмотренные магнитограмм показало, что их можно наблюдать в любой день, независимо от величины его магнитной активности.

Так, например, на рис. 143, представляющем запись горизонтальной составляющей в спокойный день, когда магнитная активность  $Kp$  не превышала  $0$ — $1$ , можно видеть, что возмущения отмечались лишь на станциях, расположенных в поясе  $P$ , в то время как на всех остальных, включая и зону полярных сияний, день был спокойный. Такую же картину можно было наблюдать почти ежедневно в течение всего МГГ. Отсюда и вытекает то заключение, на которое было указано выше, а именно, независимость  $P$ -возмущений от возмущений типа  $S$  и  $L$  и, как следствие из этого, то что  $P$ -возмущения имеют свои собственные источники, не зависящие от источников  $S$  и  $L$ .

Однако ограниченность материала, которым пользовался М. С. Бобров (период МГГ) в своих исследованиях, и отсут-

ствии других каких-либо работ в этой области не дают еще возможности (на что указывает и сам автор) распространять указанные закономерности на все последующие периоды. Поэтому

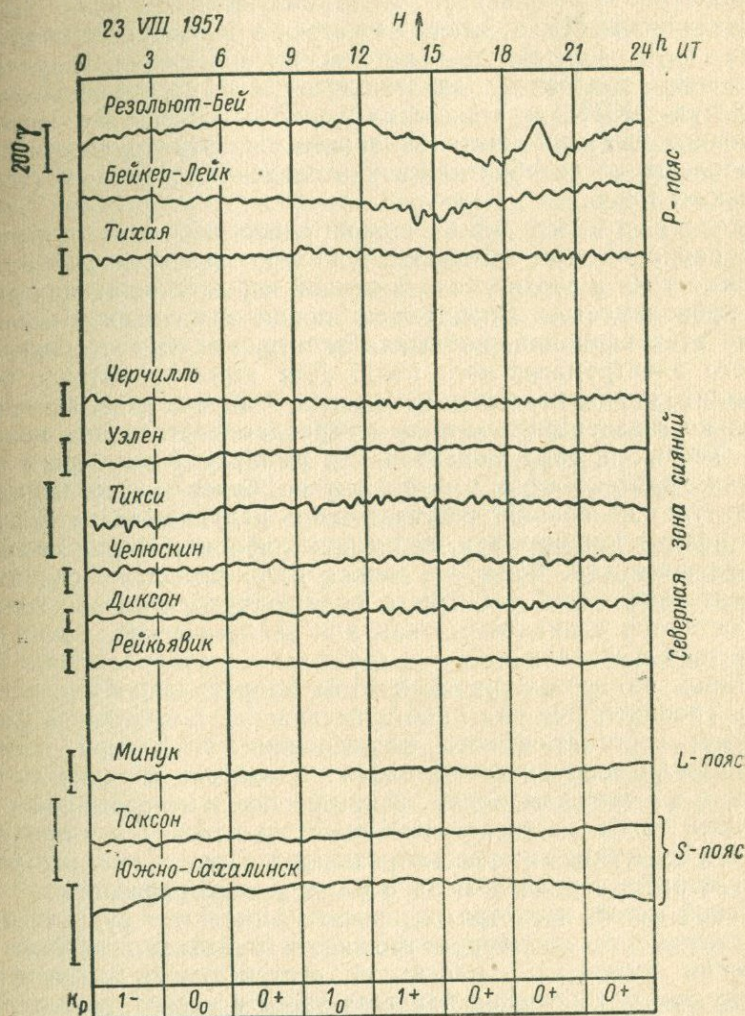


Рис. 143. Изменение горизонтальной составляющей в спокойный день.

существование P-возмущений и их независимость от других типов следует признать как факт, имевший место в течение МГГ, т. е. в период максимума солнечной активности.

## § 5. Короткопериодные вариации

Короткопериодные вариации, обычно называемые короткопериодными колебаниями электромагнитного поля Земли и обозначаемые КПК, стали изучаться в последние 10—15 лет, когда были разработаны методы их измерения. Трудности измерения колебаний заключались в относительно малой амплитуде КПК и малом их периоде, вследствие чего до последних лет ими никто не занимался. Эти трудности были преодолены, когда обратились к исследованию земных (теллурических) токов.

Дело в том, что ввиду сравнительно небольшого периода этих вариаций они вызывают довольно значительные индукционные токи в верхних слоях земной коры, обладающих высокой проводимостью. Значительно проще производить исследование этих вариаций, наблюдая электрическую составляющую общего электромагнитного поля. Для этого достаточно было заземлить концы какого-либо провода, включив в него последовательно гальванометр с малым периодом собственных колебаний. Теория и опыт показали, что амплитуда колебаний тока в цепи гальванометра в этом случае будет пропорциональна амплитуде колебаний составляющей напряженности магнитного поля в направлении, перпендикулярном к линии заземления проводников. Фаза же может быть несколько сдвинутой относительно фазы магнитного поля, однако периоды колебаний остаются одинаковыми как для электрической, так и для магнитной составляющей.

Одной из первых работ в этом направлении была работа В. А. Троицкой [75]; эта работа послужила в Советском Союзе началом систематического исследования КПК при помощи наблюдения теллурических токов. В настоящее время сеть станций в Советском Союзе, занимающихся непрерывной регистрацией токов, достигает нескольких десятков (см. приложение 1). Теоретическое рассмотрение связи теллурических токов с магнитными вариациями дано в следующем параграфе.

Такой метод, несмотря на простоту, имеет тот существенный недостаток, что не дает возможности определять абсолютные значения амплитуды магнитной составляющей и ее фазы. Между тем для решения вопросов теоретического характера — таких, как определение источников КПК и причин их происхождения, — обязательным условием является знание и амплитуды и фазы обеих составляющих магнитного поля. Поэтому наряду с наблюдениями теллурических токов, возникла необходимость и в одновременной регистрации магнитных вариаций, что потребовало новой методики измерения этих вариаций и разработки соответствующей аппаратуры.

Первые магнитографы в Советском Союзе для этих целей были предложены Б. Е. Брюнелли [21] и сразу же вошли в практику измерений, что позволило изучать КПК в полном их объеме.

В настоящее время результаты исследований КПК приобретают все более и более важное значение как практическое, так и теоретическое. С практической точки зрения они важны как источник естественных колебаний электромагнитного поля, вызывающих в верхних слоях земной коры индукционные теллурические токи. Измеряя одновременно теллурические токи и КПК магнитного поля, можно определить проводимость верхних слоев и их мощность. С теоретической точки зрения — тем, что дают новые сведения о существовании токов в ионосфере, отличных от тех, которые ответственны за вариации  $S$ ,  $P$  и  $L$ , и есть основания утверждать, что КПК могут иметь причины, отличные от тех, которые вызывают длиннопериодные колебания.

При наблюдении КПК за последние 15 лет было обнаружено большое количество типов КПК, различных по форме, амплитуде и периоду. Однако анализ этих наблюдений и статистическая обработка показали, что наиболее часто встречаются два типа КПК, обозначаемые символами  $P_c$  и  $P_t$ .

Колебания типа  $P_c$  — это колебания правильной или неправильной квазисинусоидальной формы, продолжающиеся обычно в течение нескольких часов. На рис. 144, *a* приведена запись таких колебаний.

Квазистационарные колебания обычно сопровождаются биениями. Период биений, как правило, равен нескольким минутам. Период самих колебаний лежит в пределах 10—60 сек, но наиболее вероятным следует считать 20—30 сек. Амплитуда колебаний типа  $P_c$  невелика: ее величина обычно не превышает нескольких десятых долей гаммы  $\delta H$ . Однако в некоторых случаях амплитуда может достигать 4—10  $\gamma$ .

КПК типа  $P_t$  представляют собой затухающие цуги колебаний, продолжительностью от 3 до 40 мин (рис. 144, *b*). Результаты анализа частотного спектра колебаний  $P_t$  показывают, что наиболее вероятным периодом колебаний их следует считать периоды, равные 60—80 сек.

В средних широтах амплитуда  $P_t$  для  $\delta H$  в среднем имеет порядок одной гаммы. Колебания типа  $P_t$  имеют, по всей вероятности, мировой характер, т. е. появляются одновременно на всем земном шаре. Наибольшая частота появления  $P_t$  падает на 18—19 час мирового времени.

В последнее время В. А. Троицкой [75] был обнаружен еще один тип КПК в виде биений с периодами 1—4 сек. Эти колебания, названные по своей форме „жемчужинами” и условно

обозначаемые как *PP*, могут возникать или в виде отдельных всплесков, продолжительностью 1—2 мин, или в виде длительных серий колебаний (до десяти минут), с очень устойчивыми периодами внутри серии (рис. 145, *a*). Наблюдения показали, что „жемчужины” в основном возбуждаются в периоды, когда имеет место резкое возрастание интенсивности космических

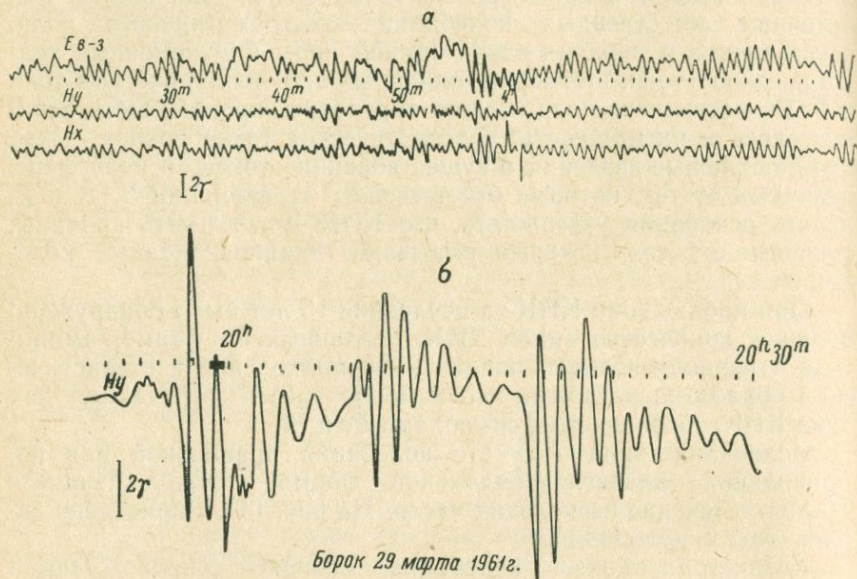


Рис. 144. КПК типа *Pc* (*a*) и *Pt* (*b*) (Борок).

лучей. Кроме того, при исследовании микроструктуры сильных магнитных возмущений были также обнаружены цуги колебаний с убывающей амплитудой (КУП) с периодами от 1 до 10 сек, характерным элементом которых являются „жемчужины”.

Из сопоставления КПК и ионосферных возмущений было найдено, что начало КУП совпадает с моментами различного рода возмущений в ионосфере (резкое падение критической частоты, резкое увеличение космического радиоизлучения и др.).

Среди колебаний с периодами 2—15 сек В. А. Троицкой были выделены в особую группу колебания, называемые *неправильными колебаниями*, или, кратко, *SIP* (short irregular pulsation). Эти колебания представляют собой наложение пульсаций разных типов (рис. 145, *b*). Исследования показали, что *SIP* появляются, когда имеют место цуги колебаний, бухты,

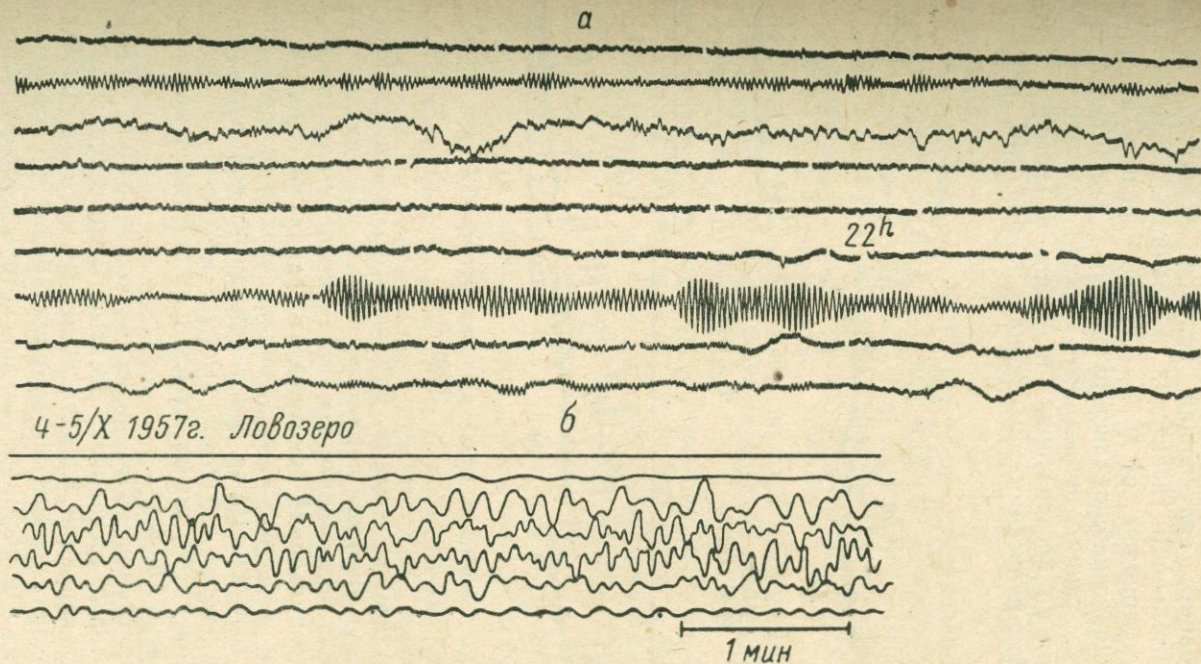


Рис. 145. КПК типа PP (а) („жемчужин“) и SIP (б).

бури, однако они могут встречаться и в отсутствие сильных возмущений. Помимо указанных КПК, существует еще один тип колебаний, получивший название *гигантских пульсаций*. Продолжительность гигантских пульсаций колеблется от 10 до 270 мин с периодом от 40 до 150 сек. Средняя амплитуда их 4—6  $\gamma$ . Однако наблюдались пульсации с амплитудой 30—40  $\gamma$ . Примером таких пульсаций может служить пульсация, записанная на обсерваториях в Абиско и Тромсё 12 сентября 1930 г. Эта пульсация, показанная на рис. 146, наблюдается

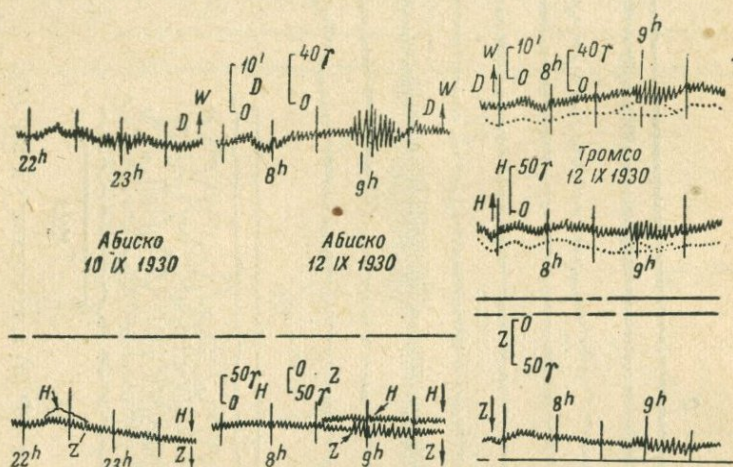


Рис. 146. Гигантская пульсация, зарегистрированная в Абиско и Тромсё.

и на ряде других станций. Это дало основание сделать предположение о мировом характере причин, вызывающих пульсации. Однако более детальное изучение пространственного распределения пульсаций показало, что район, на который распространяется действие этого явления, ограничивается радиусом не более 1000 км. Даже для такой гигантской пульсации, как отмеченная выше в Тромсё, который находится на расстоянии многим более 100 км от Абиско, амплитуда в несколько раз меньше, чем в Абиско.

Особую группу КПК представляют вибрации, собственный период которых составляет десятые доли секунды и меньше. Амплитуда вибраций порядка тысячных и сотых долей гаммы.

Наблюдения гигантских вибраций более короткого периода проводились Черноски [125] и др., которые обнаружили вибрации в виде вспышек продолжительностью 0,01—0,02 сек. На основании записи этих вспышек установлено распределение

импульсов по частотам 100, 1000, 2000, 4000, 8000, 12 000 и 16 000 *гц* с небольшим максимумом 8000 *гц*. Средняя амплитуда вспышки менялась пропорционально частоте и при 500 *гц* равнялась 0,004  $\gamma$ .

Причины КПК еще не выяснены, по всей вероятности они возбуждаются токами совершенно другого характера, чем длиннопериодные колебания. Предполагается, что они связаны с собственными колебаниями верхней ионизированной плазмы под действием магнитогидродинамических волн, обусловленных движением плазмы в магнитном поле Земли.

**Новая классификация КПК.** На 13-ой Генеральной Ассамблее Международного Союза Геофизики и Геодезии, происходившей в сентябре месяце 1963 г. в г. Беркли (США), была принята и рекомендована новая классификация КПК, несколько отличная от той, которая применялась до сих пор, и описание которой было дано выше.

По новой классификации КПК делятся на два типа: 1) колебания, имеющие правильный и в основном устойчивый характер, и 2) иррегулярные колебания.

Первый тип охватывает весь диапазон быстрых колебаний с периодами приблизительно от 0,2 до 600 *сек* и, в зависимости от периода, делятся на пять подгрупп, обозначаемых как Pс1, Pс2, Pс3, Pс4, Pс5. Каждая из подгрупп включает следующий диапазон периодов:

Pс1 — от 0,2 до 5 *сек*;

Pс2 — от 5 до 10 *сек*;

Pс3 — от 10 до 45 *сек*;

Pс4 — от 45 до 150 *сек*;

Pс5 — от 150 до 600 *сек*.

При этом деление на подгруппы с указанными диапазонами произведено не по формальному признаку, а на основании физических и морфологических свойств КПК, установленных из наблюдений и анализа КПК. Поэтому каждая подгруппа отличается не только своими диапазонами периодов, но и характеризует физическую природу КПК.

Второй тип КПК, имеющий своей особенностью неправильную форму и тесно связанный с возмущениями магнитного поля, предложено разделить на две подгруппы: P<sub>i1</sub> с периодами от 1 до 40 *сек* и P<sub>i2</sub> с периодами от 40 до 150 *сек*.

Нетрудно видеть, что колебания типа Pс3 соответствуют колебаниям, которые до сих пор обозначались как Pс, а колебания Pс1 — «жемчужинам» PР.

Точно также иррегулярные колебания по новой шкале P<sub>i1</sub> и P<sub>i2</sub> представляют собой колебания P<sub>t</sub> по старой шкале.

Ясно, что границы между подгруппами установлены лишь приблизительно и позднее они могут быть изменены в соответствии с результатами дальнейшего изучения КПК. В инструкции

по внедрению новой шкалы рекомендуется особенное внимание в будущих исследованиях обратить на колебания, попадающие на граничные интервалы периодов, поскольку физические процессы, ответственные за генерацию КПК, еще не достаточно хорошо изучены.

Следует указать, что инструкция допускает и старые обозначения  $P_t$ , но лишь для иррегулярных колебаний с периодами выше 40 сек. Для колебаний же с более короткими периодами рекомендуется пользоваться обозначениями  $P_i$ . При таком методе обозначений  $P_{i1} = P_i$ , а  $P_{i2} = P_t$ .

### § 6. Связь вариаций магнитного поля с земными (теллурическими) токами

Магнитные вариации, представляющие собой переменное магнитное поле, должны индуцировать в любой проводящей среде электрические токи, которые в свою очередь становятся источниками магнитного поля. Так как верхние слои земной коры обладают электрической проводимостью, то в них возникают токи, которые получили название *земных* или *теллурических токов*. Существование таких токов было обнаружено более сотни лет назад, но систематическое их исследование началось лишь с начала XX века.

Для случая ограниченной поверхности земного шара, которую можно рассматривать как плоскую, связь теллурических токов с вариациями магнитного поля теоретически была установлена А. Н. Тихоновым [74] и Л. Каньяром [112]. Оба автора исходили из того, что электромагнитная волна, возбуждаемая источником, расположенным в ионосфере, достигает земной поверхности в виде плоской волны. Вследствие этого уравнения Максвелла, определяющие связь между электрическим и магнитным вектором, приобретают весьма простой вид и дают решения в простейших функциях.

Выберем направление координат так, чтобы ось  $x$  совпадала с направлением вектора электрического поля  $\delta E$  падающей электромагнитной волны. Ввиду плоского характера волны вектор  $\delta E$  и вектор напряженности магнитного поля  $\delta H$  будут функциями лишь одной координаты  $z$ , направленной по нормали к волновому фронту. Поэтому уравнения Максвелла напишутся в виде

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \delta H_y}{\partial z} &= \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial \delta E_x}{\partial t} + \frac{4\pi\sigma}{c} \delta E_x, \\ \frac{\partial \delta E_x}{\partial z} &= -\frac{\mu}{c} \frac{\partial \delta H_y}{\partial t}. \end{aligned} \quad (10.4)$$

Будем считать, что падает монохроматическая волна, т. е.

$$\delta E_x = \delta E_x e^{i\omega t} \quad \text{и} \quad \delta H_y = \delta H_y e^{i\omega t},$$

и магнитная проницаемость Земли  $\mu = 1$ . Тогда уравнения (10.4) принимают вид

$$\begin{aligned} -\frac{\partial \delta H_y}{\partial z} &= \left( \frac{i\varepsilon\omega}{c} + \frac{4\pi\sigma}{c} \right) \delta E_x, \\ \frac{\partial \delta E_x}{\partial z} &= -\frac{i\omega}{c} \delta H_y. \end{aligned} \quad (10.5)$$

Дифференцируя второе уравнение по  $z$  и заменяя в нем после этого  $\frac{\partial \delta H_y}{\partial z}$  из первого уравнения, будем иметь:

$$\frac{d^2 \delta E_x}{dz^2} - k^2 \delta E_x = 0, \quad (10.6)$$

где

$$k^2 = -\frac{\varepsilon\omega^2 - 4\pi i\omega\sigma}{c^2}. \quad (10.7)$$

Общий интеграл этого уравнения имеет вид

$$\delta E_x = A e^{-kz} + B e^{kz}. \quad (10.8)$$

Подставляя его значение во второе уравнение (10.5), получим

$$\delta H_y = -\frac{kc}{i\omega} (-A e^{-kz} + B e^{kz}). \quad (10.9)$$

Постоянные интегрирования  $A$  и  $B$  находятся из граничных условий, а именно из равенства тангенциальных составляющих  $\delta E_x$  и  $\delta E_y$  на границе раздела двух сред с различной проводимостью.

Уравнения (10.8) и (10.9) дают связь, существующую между магнитными вариациями, наблюдаемыми на поверхности Земли, и теллурическими токами, которые протекают внутри ее, так как плотность этих токов  $\delta j = \sigma \delta E$ .

Отношение между  $\delta E_x$  и  $\delta H_y$  получило название *импеданса* и обозначается символом  $Z$ ; следовательно,

$$Z = \frac{\delta E_x}{\delta H_y}.$$

Направление падающего луча электромагнитной волны по отношению к земной поверхности может быть каким угодно. Однако на самой поверхности вследствие высокой проводимости земного шара происходит преломление луча, после чего практически он становится направленным по вертикали. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать падающую волну нормальной к земной поверхности и, следовательно, ось  $z$  — направленной по вертикали.

Положим далее, что верхняя часть земной коры представляет  $n$  слоев, параллельных земной поверхности, различной мощности  $z$  и различной проводимости  $\sigma$ . Тогда внутри какого-либо  $m$ -го слоя составляющие  $\delta E_{mx}$  и  $\delta H_{my}$  определяются уравнениями (10.8) и (10.9), в которых  $A_m$ ,  $B_m$  и  $k_m$  будут иметь свои собственные значения. При этом в последнем  $n$ -ом слое, имеющем бесконечное простираение вниз, коэффициент  $B_n$  должен быть равен нулю, так как при  $z = \infty$   $\delta E_x$  и  $\delta H_y$  должны стремиться к нулю.

Найдем теперь выражение для импеданса  $Z$ . Из уравнений (10.8) и (10.9) импеданс для  $m$ -го слоя будет

$$Z_m = -\frac{i\omega}{k_m c} \cdot \frac{1 + \frac{A_m}{B_m} e^{-2k_m z}}{1 - \frac{A_m}{B_m} e^{-2k_m z}}. \quad (10.10)$$

На границах раздела двух сред, в силу указанных выше условий равенства тангенциальных составляющих  $E_x$  и  $H_y$ , импеданс слоя будет равен импедансу  $(m+1)$ -го или  $(m-1)$ -го слоя, т. е.

$$\frac{1}{k_m} \frac{1 + \frac{A_m}{B_m} e^{-2k_m z_m}}{1 - \frac{A_m}{B_m} e^{-2k_m z_m}} = \frac{1}{k_{m+1}} \frac{1 + \frac{A_{m+1}}{B_{m+1}} e^{-2k_{m+1} z_{m+1}}}{1 - \frac{A_{m+1}}{B_{m+1}} e^{-2k_{m+1} z_{m+1}}}, \quad (10.11)$$

где  $z_m$  и  $z_{m+1}$  — расстояния от поверхности Земли до границы  $m$ -ого и  $(m+1)$ -го слоев.

При наличии  $n$ -слойной структуры таких уравнений будет  $n-1$ ; в них неизвестными будут отношения  $\frac{A_1}{B_1}$ ,  $\frac{A_2}{B_2}$ , ...,  $\frac{A_n}{B_n}$ . Однако последнее отношение  $\frac{A_n}{B_n} = \infty$ , так как в последнем слое, как было указано выше,  $B_n = 0$ . Поэтому импеданс последнего слоя  $Z_n$  есть величина постоянная, равная

$$Z_n = \frac{i\omega}{k_n c}. \quad (10.12)$$

Вследствие этого последнее  $(n-1)$ -ое уравнение примет такой вид:

$$\frac{1}{k_{n-1}} \frac{1 + \frac{A_{n-1}}{B_{n-1}} e^{-2k_{n-1} z_{n-1}}}{1 - \frac{A_{n-1}}{B_{n-1}} e^{-2k_{n-1} z_{n-1}}} = -\frac{1}{k_n}. \quad (10.13)$$

При решении его найдем отношение  $\frac{A_{n-1}}{B_{n-1}}$ , подставляя которое затем в  $(n-2)$ -ое уравнение, найдем  $\frac{A_{n-2}}{B_{n-2}}$ . Продолжая последовательно такие операции, дойдем и до отношения  $\frac{A_1}{B_1}$ , которое и требовалось определить.

Из уравнения (10.13) видно, что  $\frac{A_1}{B_1}$  будет функцией частоты  $\omega$  и параметров  $k_1, k_2, \dots, k_n$  и  $z_1, z_2, \dots, z_n$ . Первые из них являются характеристиками электрических свойств каждого слоя, а вторые представляют собой глубину их залегания.

Решение уравнения (10.13) имеет вид

$$\frac{A_{n-1}}{B_{n-1}} = \frac{k_{n-1} + k_n}{k_{n-1} - k_n} e^{2k_{n-1}z_{n-1}}, \quad (10.14)$$

а решение уравнения (10.11), если в нем значок  $m$  заменить значком  $(n-2)$ ,

$$\frac{A_{n-2}}{B_{n-2}} = \frac{-k_{n-1} + (k_{n-1} + k_{n-2}) \frac{A_{n-1}}{B_{n-1}} e^{-2k_{n-1}z_{n-1}}}{k_{n-1} + k_{n+2} - (k_{n-1} - k_{n-2}) \frac{A_{n-1}}{B_{n-1}} e^{-2k_{n-1}z_{n-1}}} e^{2k_{n-2}z_{n-1}}. \quad (10.15)$$

Так как наблюдения вариаций  $H_y$  и  $E_x$  производятся на поверхности, то для практики имеет значение лишь импеданс на границе раздела земля—воздух, т. е. когда  $z=0$ . Этот импеданс получил название *входного импеданса*. Будем обозначать его для  $n$ -слойной структуры через  $Z_{n0}$ , который, согласно (10.10), будет иметь вид

$$Z_{n0} = -\frac{i\omega}{k_1 c} \frac{1 + \frac{A_{1n}}{B_{1n}}}{1 - \frac{A_{1n}}{B_{1n}}}, \quad (10.16)$$

где  $\frac{A_{1n}}{B_{1n}}$  обозначает отношение для первого слоя, выраженное через отношения всех последующих слоев.

Так как  $\frac{A_{1n}}{B_{1n}}$  зависит от частоты, то импедансы  $Z_{n0}$  для разных частот будут различны, что позволяет в принципе составить столько уравнений, сколько в правой части уравнения (10.16) имеется неизвестных, и решить их относительно этих неизвестных. Для этого необходимо иметь записи вариаций  $H$  и  $E$ , содержащие колебания различных периодов.

Уравнения (10.16) имеют трансцендентный характер и решению не поддаются. Поэтому сначала решается прямая задача и находятся импедансы двухслойных, трехслойных и т. д. структур для различных частот и различных параметров  $k_1$ ,  $k_2$  и  $z_1$ ,  $z_2$ , и по ним строятся графики в логарифмическом масштабе, которые называются *палетками*.

Обратная задача, т. е. нахождение параметров  $k_m$  и  $z_m$  производится путем сопоставления наблюдаемых зависимостей импеданса от частоты с палетками.

Такой метод определения проводимости ( $k_m$ ) каждого слоя и его мощности ( $z_m$ ) или, иначе, определение электрического разреза носит название *магнитотеллурического метода*.

Рассмотрим два частных случая, когда структура является однослойной и двухслойной.

1. Для однослойной структуры, представляющей собой однородное полупространство с проводимостью  $\sigma_1$ , импеданс (10.16), очевидно, будет

$$Z_{10} = \frac{i\omega}{k_1 c}, \quad (10.17)$$

так как в этом случае  $B_1 = 0$ .

Вариации магнитного и электрического поля имеют сравнительно низкую частоту, поэтому в выражении (10.7) членом  $\frac{\epsilon_0 \omega^2}{c^2}$  можно пренебречь и считать

$$k_1 = \sqrt{\frac{4\pi i \omega}{c^2 \rho_1}}, \quad (10.18)$$

где  $\rho_1$  — удельное сопротивление.

Вследствие этого выражение для входного импеданса однослойной структуры, если заменить  $\omega$  периодом  $T$ , принимает вид

$$Z_{10} = \sqrt{\frac{\rho_1}{2iT}} = \sqrt{\frac{\rho_1}{4T}} + i\sqrt{\frac{\rho_1}{4T}}. \quad (10.19)$$

Квадрат модуля  $|Z_{10}|^2$  будет:

$$|Z_{10}|^2 = \frac{\rho_1}{2T}, \text{ и, следовательно, } \rho_1 = 2T|Z_{10}|^2.$$

Поэтому квадрат модуля импеданса, умноженный на период вариаций, представляет собой в случае однородного полупространства удельное сопротивление.

Для неоднородного пространства эта величина имеет то же физическое значение, но является уже некоторым средним сопротивлением всех проводящих слоев, которое получило название *кажущегося сопротивления*  $\rho_T$ .

Таким образом, для многослойных структур кажущееся сопротивление выразится формулой

$$\rho_T = 2T|Z_{n0}|^2.$$

2. Для двухслойной структуры входной импеданс получается путем замены в уравнениях (10.14) и (10.16) значка  $n$  двойкой. Это дает

$$Z_{20} = -\frac{i\omega}{k_{12}c} \frac{1 + k_{12}e^{2k_1 z_1}}{1 - k_{12}e^{2k_1 z_1}}, \quad (10.20)$$

где

$$k_{12} = \frac{k_1 + k_2}{k_1 - k_2}.$$

Рассмотрим случай, представляющий наибольший интерес для магнитотеллурического метода, когда  $\omega < 1$ , или, иначе,  $T > 1$ . Вариации с такими периодами в природе широко распространены, и поэтому случай, когда  $T > 1$ , всегда может иметь место в практике наблюдений.

В этом случае модуль  $|k_1|$ , согласно уравнению (10.7), будет ничтожно малой величиной, так как удельное сопротивление  $\rho_1$  для верхних слоев земной коры может принимать значение в пределах от  $10^{-9}$  до  $10^1$  СГС, вследствие чего отношение

$$\frac{\omega}{c^2 \rho_1} \ll 1.$$

Если принять мощность верхнего слоя с удельным сопротивлением  $\rho_1$  не превосходящей 1 км, то модуль произведения  $|k_1 z_1|$  также будет малой величиной, т. е.

$$|k_1 z_1| \ll 1.$$

Ввиду этого, если положить  $e^{2k_1 z_1} = 1 + 2k_1 z_1$ , формула (10.20) принимает вид

$$Z_{20} = \frac{i\omega}{c} \frac{1 + k_2 z_1}{k_2 + k_1^2 z_1}. \quad (10.21)$$

Между волновыми числами  $k_1$  и  $k_2$  могут быть лишь два соотношения: либо  $k_2 < k_1$ , либо  $k_2 > k_1$ . В первом случае  $k_2 z_1 < k_1 z_1 \ll 1$ , поэтому

$$Z_{20} = \frac{i\omega}{c} \frac{1}{k_2 + k_1^2 z_1}.$$

Заменяя  $k_1$  и  $k_2$  их выражениями (10.18), получим

$$Z_{20} = \frac{c}{4\pi S - c \sqrt{\frac{4\pi i}{\omega \rho_2}}} = \frac{c}{4\pi S + c e^{i\pi/2} \sqrt{\frac{2T}{\rho_2}}}, \quad (10.22)$$

где  $S = \sigma_1 z_1$  — продольная проводимость первого слоя. Отсюда действительное значение  $S$ :

$$\frac{4\pi}{c} S = \frac{\partial H}{\partial E} - \sqrt{\frac{T}{\rho_2}}, \quad (10.23)$$

где  $S$ ,  $\partial H$ ,  $\partial E$ ,  $\rho_2$  должны быть выражены в единицах СГС.

Если же  $\delta H$  измерять в гаммах,  $\delta E$  — в мВ/кМ,  $\rho_2$  — в Ом·м, то предыдущее выражение принимает вид

$$S = 796 \left[ \frac{\delta H}{\delta E} - \sqrt{\frac{T}{10\rho_2}} \right]. \quad (10.24)$$

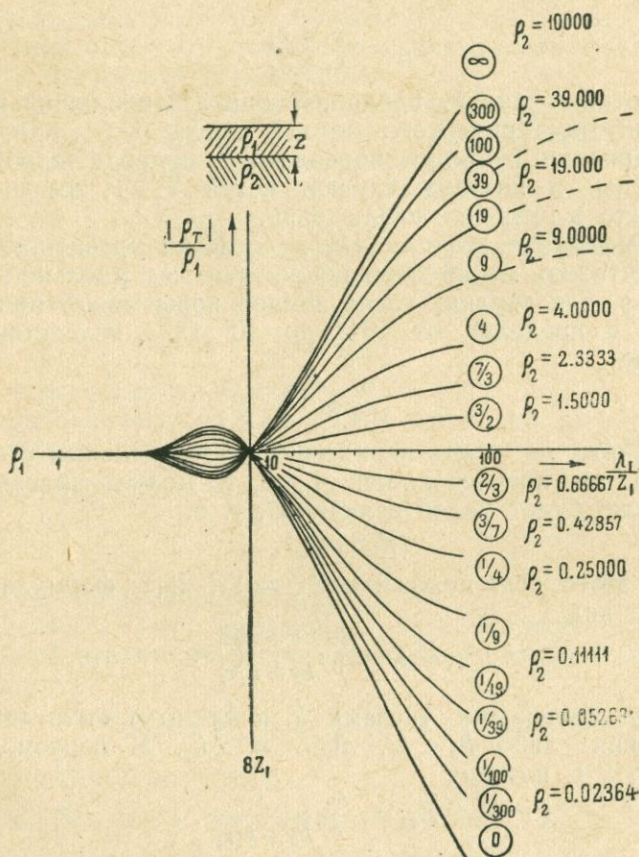


Рис. 147. Палетки  $\rho_T$  для двухслойной структуры.

Во втором случае ( $k_2 > k_1$ ) можно пренебречь в знаменателе членом  $k_1^2 z_1$ , так как, вынося за скобку  $k_2$ , получим  $k_2 \left( \frac{k_1}{k_2} k_1 z_1 + 1 \right)$ , но  $\frac{k_1}{k_2} < 1$ , а  $k_1 z_1 \ll 1$ . Следовательно,  $k_1^2 z_1 \ll 1$ .

Поэтому

$$Z_{20} = -\frac{i\omega}{ck_2} (1 + k_2 z_1),$$

или, заменяя  $k_2$  его значением,

$$Z_{20} = -\frac{2\pi i}{T} z_1 + e^{i\frac{\pi}{4}} \sqrt{\frac{\rho_2}{2T}}. \quad (10.25)$$

В предельных случаях, когда  $\rho_2 = \infty$  или  $\rho_2 = 0$ , соответственно

$$Z_{20} = \frac{1}{4\pi S}, \text{ или } Z_{20} = -\frac{2\pi i}{T} z_1. \quad (10.26)$$

Палетки для двухслойной структуры, т. е. кривые зависимости кажущегося сопротивления от частоты, вычисленные по формуле (10.20), представлены на рис. 147. Палетки построены в относительных единицах. По оси абсцисс отложены отношения длины электромагнитной волны  $\lambda_1$  в первом слое к мощности первого слоя  $z_1$ , а по оси ординат — отношение кажущегося сопротивления  $\rho_T$  к сопротивлению первого слоя  $\rho_1$ . При этом длина волны  $\lambda_1$  вычисляется по формуле

$$\lambda_1 = \sqrt{\rho_1 T}.$$

Кривые на этом рисунке приведены для различных отношений сопротивлений  $\frac{\rho_2}{\rho_1}$ , которые указаны в кружках. Каждая кривая выходит на асимптоту, что показано на рисунке пунктиром для некоторых значений  $\rho_2$ .

Магнитотеллурический метод изучения геоэлектрических разрезов находит в настоящее время все большее практическое применение, так как позволяет проследивать разрез до глубины нескольких сот километров.

Более подробное изложение применения метода на практике дано во втором томе „Земного магнетизма“.

## ГЛАВА XI

### ЯВЛЕНИЯ, СОПУТСТВУЮЩИЕ МАГНИТНЫМ ВАРИАЦИЯМ

#### § 1. Ионосфера и ее свойства

В § 3 гл. III было указано, что разложение потенциала как постоянного, так и переменного магнитного поля Земли в ряд по сферическим функциям приводит к выводу, что часть этих полей создается источниками, находящимися вне Земли. Такими источниками могут быть лишь электрические токи, которые протекают или в атмосфере, или за ее пределами.

В нижних слоях плотность атмосферы настолько велика, что заряженные частицы, которые могли бы создавать токи, из-за частых соударений очень быстро рекомбинируют и поэтому атмосфера должна оставаться непроводящей. В связи с этим естественно предположить, что заряженные частицы должны существовать лишь в верхних разреженных слоях.

Предположение о наличии проводящей области в верхних слоях атмосферы было высказано еще в конце XIX века для объяснения уже хорошо к тому времени изученных суточных вариаций магнитного поля [181].

После изобретения радио, особенно после установления возможности дальней радиосвязи, это предположение получило независимое подтверждение. Действительно, радиоволны, так же как и световые, не могут огибать преграды, размер которых велик, и поэтому из факта, что радиосвязь осуществляется на расстояниях, значительно превышающих расстояние прямой видимости, следует, что радиоволны, распространяющиеся от источника, расположенного на земной поверхности, должны где-то встретить отражающую поверхность и вновь вернуться к Земле. Так как роль отражающей поверхности должен выполнять проводник, то необходимо сделать вывод, что какая-то часть верхних слоев атмосферы должна быть проводящей.

В 20-х годах настоящего столетия были выполнены работы, непосредственно доказывающие существование радиоволн,

приходящих к земной поверхности сверху [86], и вслед за этим созданы установки, специально предназначенные для исследования проводящей области в верхних слоях атмосферы, получившей название *ионосферы* [103].

В настоящее время существует целый ряд методов исследований, основанных на приеме радиоволн, посылаемых с поверхности Земли, а также со спутников или ракет; пронизывающих атмосферу, или, наконец, метод приема радиоволн, приходящих из космического пространства. Наиболее распространенным из них является метод ионосферного зондирования, осуществляемого путем посылки серии импульсов с постепенно меняющейся частотой и измерения времени пробега до отражающего слоя и обратно. Рассмотрим его более подробно.

### 1. Теоретические основы ионосферного зондирования.

Заряженная частица, оказавшаяся под воздействием электрического поля радиоволны, меняющегося по гармоническому закону:  $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 e^{i\omega t}$ , будет двигаться с ускорением, пропорциональным полю. Ток, вызванный этим движением, несмотря на то, что он связан с движением зарядов, будет подобен току смещения, и его действие может быть учтено введением некоторой эффективной диэлектрической проницаемости, величина которой оказывается равной

$$\epsilon = 1 - 4\pi \frac{Ne^2}{m\omega^2}, \quad (11.1)$$

где  $N$  — концентрация частиц с массой  $m$  и зарядом  $e$ ;  $\omega$  — круговая частота зондирующего импульса.

Скорость распространения электромагнитных волн в среде, обладающей диэлектрической проницаемостью, как известно, выражается формулой  $v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}}$ . Поэтому, заменяя  $\epsilon$  его выражением (11.1), получим

$$v = c \left( 1 - \frac{4\pi Ne^2}{m\omega^2} \right)^{-\frac{1}{2}}. \quad (11.2)$$

Таким образом, скорость распространения в ионосфере оказывается зависящей от концентрации  $N$  и частоты  $\omega$ : она тем больше, чем больше  $N$  и чем меньше  $\omega$ .

Если радиоволна не является монохроматической, т. е. чисто синусоидальной, то выражение (11.2) дает скорость отдельной компоненты излучения или отдельной фазы и называется поэтому *фазовой скоростью*.

В случае когда монохроматическая радиоволна снизу входит в слой, в котором концентрация зарядов  $N$  растет с высотой, скорость будет расти с высотой. Если фронт волны при этом не строго горизонтален, то верхняя часть фронта будет

двигаться быстрее нижней и волна начнет поворачиваться, отклоняясь от нормали к слою до тех пор, пока по симметричной траектории не уйдет вниз.

Угол, на который повернется волна или луч, можно найти, зная величину скорости  $v$  и угол падения  $\alpha$ , так как отношение синуса угла преломления к скорости в соответствующей среде есть величина постоянная. Так, например, для того чтобы луч мог отклониться от нормали к поверхности слоя на  $90^\circ$ , а следовательно, и отразиться, необходимо чтобы угол падения  $\alpha$  удовлетворял соотношению

$$\sin \alpha = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon}. \quad (11.3)$$

Отсюда следует, что полное отражение волны, направляемой вертикально вверх ( $\alpha=0$ ), должно произойти на высоте  $h$ , где  $\varepsilon=0$ , т. е. там, где выполняется соотношение

$$\omega^2 = \frac{4\pi Ne^2}{m},$$

откуда частота  $f$  радиоволны, при которой происходит отражение,

$$f = \sqrt{\frac{Ne^2}{\pi m}}. \quad (11.4)$$

Это условие связывает частоту отраженной волны с концентрацией заряженных частиц на высоте  $h$ , где произошло отражение. Предположив, что проводимость ионосферы создается электронами, масса которых  $m=9,1 \cdot 10^{-28}$  г, уравнение (11.4) можно написать в виде

$$N = 1,24 \cdot 10^{-8} f^2. \quad (11.5)$$

**2. Ионосферная станция.** Блок-схема установки, с помощью которой производится зондирование ионосферы, дана на рис. 148. Программирующее устройство (1) в нужный момент запускает передатчик (2), модулированный импульсным генератором (3), так что через каждую сотую долю секунды (или несколько сотых) он излучает короткую серию радиоволн продолжительностью в несколько десятков микросекунд. Каждый раз при включении генератора одновременно с ним включается и развертка времени (4), заставляющая луч на экране индикатора (5) равномерно двигаться вверх. По мере работы ионосферной станции частота передатчика (2) меняется, и за время порядка  $\frac{1}{4}$  мин проходит весь диапазон измерений, обычно ограниченный пределами 1–20 Мгц. В то же время блок развертки частоты (5) вырабатывает напряжение, смещающее луч на экране индикатора в горизонтальном на-

правления на величину, пропорциональную частоте. Приемник (6) изменяет яркость луча осциллографа так, что он вспыхивает в момент приема сигнала. На экране осциллографа при этом возникает диаграмма, на которой лучом, движущимся снизу вверх, отмечается время, прошедшее от момента излучения до момента приема радиоволны, или время пробега радиоволны до отражающего горизонта и обратно. Ввиду того, что это измерение все время повторяется при изменяющейся частоте радиоволны и луч при этом смещается в горизонтальном направлении, полученную картину можно рассматривать как диаграмму, изображающую время пробега до отражающего горизонта в зависимости от частоты и называемую *ионограммой*.

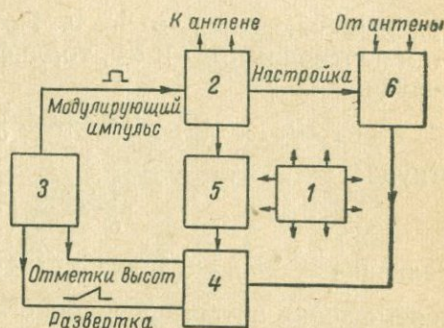


Рис. 148. Блок-схема установки для зондирования ионосферы.

Принимая скорость распространения волны равной скорости света  $c$  и зная время пробега, можно найти расстояние до отражающего горизонта. Поэтому ось ординат на диаграмме градуируется в единицах длины, а высоты, получаемые по такой диаграмме, называют *действующими высотами*.

Для удобства расшифровки ионограмм одновременно с разверткой времени и частоты вырабатываются марки времени или дальности и частоты. Чаще всего эти марки ставятся через  $1/1500$  сек или 100 км и через 1 Мгц.

**3. Групповая скорость распространения радиоволн.** Действующая высота, снимаемая с ионограммы, как указывалось, получается умножением времени пробега на скорость света. В действительности же радиосигнал распространяется со скоростью, называемой групповой, отличной от скорости света. Групповая скорость представляет собой скорость распространения интерференционного максимума. Короткая серия радиоволн, излучаемых передатчиком, не может быть монохроматической. Ограниченность сигнала во времени создает дополнительные частоты, результатом воздействия которых и будет истинная форма сигнала. Сигнал будет наблюдаться там, где фазы различных волн совпадут, и движение сигнала поэтому будет соответствовать движению участка совпадения фаз различных волн. Если отдельная радиоволна описывается уравнением

$$E = E_0 e^{i\omega \left(t - \frac{x}{v}\right)}, \quad (11.6)$$

где  $x$  — путь, проходимый волной, то участок совпадения фаз будет характеризоваться условием

$$\omega \left(t - \frac{x}{v}\right) = \text{const} \quad (11.7)$$

при изменяющихся  $\omega$  и  $v$ . Поэтому если дать приращения этим переменным  $d\omega$  и  $dv$ , то, дифференцируя уравнение (11.7), получим

$$td\omega - xd \frac{\omega}{v} = 0,$$

откуда

$$\frac{t}{x} = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{v} \right).$$

Величина  $\frac{x}{t} = u$  и представляет собой групповую скорость перемещения интерференционного максимума.

Следовательно,

$$\frac{1}{u} = \frac{d}{d\omega} \left( \frac{\omega}{v} \right).$$

Подставляя вместо скорости  $v$  ее значение (11.2) и выполняя дифференцирование, найдем, что

$$u = c \left( 1 - 4\pi \frac{Ne^2}{m\omega^2} \right)^{\frac{1}{2}} = c\sqrt{\epsilon}. \quad (11.8)$$

Групповая скорость волны в ионизированном газе оказывается меньше скорости света и в момент отражения падает до нуля. Действующая высота, даваемая ионосферной станцией, следовательно, всегда меньше истинной, однако если известен характер изменения  $N$  с высотой, например с помощью ионосферного зондирования, то может быть найдена связь действующей высоты с истинной.

4. **Результаты ионосферного зондирования.** В качестве примера на рис. 149 дана ионограмма, полученная 8 июля 1957 г. на обсерватории ИЗМИР АН СССР. Нижняя прямая (ось абсцисс) на этой ионограмме представляет след, прочерченный прямым сигналом. Кривые над осью абсцисс являются результатом отражения от верхних слоев ионосферы. Первая кривая, имеющая ординату 100 км и абсциссы в пределах от 1 до 5 Мгц, есть результат отражения от слоя на высоте около 100 км.

Кривая, параллельная первой, с ординатой, в два раза большей, очевидно представляет собой результат двойного отражения от того же самого слоя.

Верхние кривые с абсциссами от 3,5 до 9 *Мгц*, ординаты которых явно не являются кратными ординатами первой кривой, должны быть приписаны отражающим слоям с действующими высотами 230 и 370 *км*. След, находящийся над ними на удвоенной высоте, опять представляет собой результат двукратного отражения.

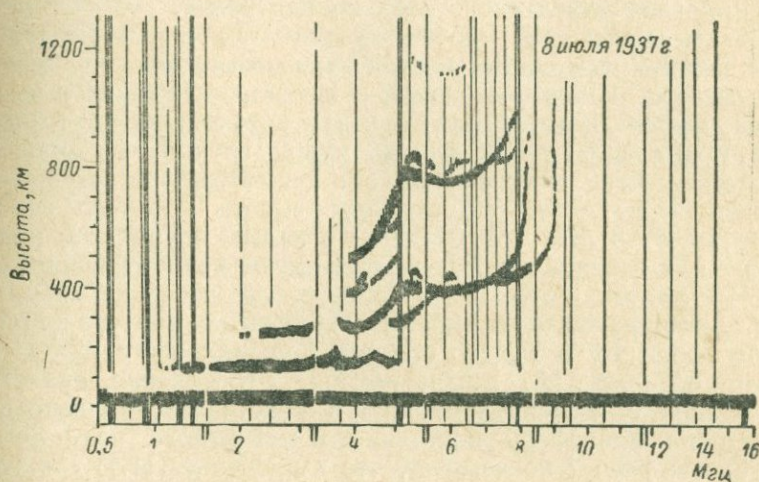


Рис. 149. Ионограмма, полученная 8 июля 1957 г. на обсерватории ИЗМИР АН СССР.

Слой, находящийся на высоте 100 *км* и отражающий в данном случае радиоволны с частотами от 1 до 3,5 *Мгц*, называется *E*-слоем ионосферы. Судя по виду ионограммы, действующая высота этого слоя остается постоянной для всех частот в интервале от 1 до 3,5 *Мгц*, и, следовательно, концентрация электронов возрастает очень быстро, достигая значений  $1,5 \cdot 10^5$  *частиц/см<sup>3</sup>*.

На ионограмме отражения с высоты 100 *км* прослеживаются и далее до частот 5 *Мгц*, причем на участке 3,5—5 *Мгц* отражения принимаются с высот как 100, так и более 200 *км*. Очевидно, что слой на высоте 100 *км* подобен полупрозрачному зеркалу. По-видимому, здесь имеются облака с высокой концентрацией электронов, способные отразить высокие частоты, а между ними расположены области более низкой концентрации, по которым волны проходят до следующего отражающего горизонта. Так как такая структура наблюдается далеко не всегда, то рассматриваемое образование получило название спорадического *E*-слоя. Слой, расположенный над

ним, называется слоем  $F1$ , а слой, расположенный на нашем графике на участке  $5-9$   $M\mu$ , — слоем  $F2$ . Каждый из этих слоев со стороны высоких частот ограничен областью резкого возрастания действующих высот, и соответствующая ему частота называется *критической частотой данного слоя*. Участку пологого подъема кривой на диаграмме соответствует рост концентрации  $N$  с высотой, критической частоте соответствует максимальная для данного слоя концентрация.

Вблизи максимума любая функция меняется медленно с изменением аргумента, поэтому и максимальная концентрация остается почти постоянной в некотором интервале высот. Волна, частота которой близка к критической, на этом интервале будет двигаться с весьма малой групповой скоростью, вследствие чего ионосферная станция будет регистрировать отражения от слоя, действующая высота которого велика. Частотам  $5-8$   $M\mu$ , отмеченным в нашем случае как критические для слоев  $F1$  и  $F2$ , соответствуют концентрации  $3 \cdot 10^5$  и  $8 \cdot 10^5$   $эл/см^3$ .

5. **Двойное лучепреломление.** На участках крутого подъема высот слоев  $F1$  и  $F2$  (со стороны больших частот) следы на экране осциллографа раздваиваются. Это явление, аналогичное двойному лучепреломлению в кристаллах, вызвано действием на ионосферу постоянного магнитного поля Земли.

Точный расчет показывает, что выражение (11.1) для этого случая усложняется, принимая вид

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_N^2}{\omega^2} \left( 1 - \frac{\omega_T^2}{2(\omega^2 - \omega_N^2)} \pm \sqrt{\frac{\omega_T^4}{4(\omega^2 - \omega_N^2)^2} + \frac{\omega_L^2}{\omega^2}} \right)^{-1}, \quad (11.9)$$

где

$$\omega_N = 4\pi \frac{Ne^2}{m}, \quad \omega_T = \frac{eH}{mc} \sin \theta, \quad \omega_L = \frac{eH}{mc} \cos \theta; \quad (11.10)$$

$\theta$  — угол между направлением распространения радиоволны и магнитным полем Земли  $H$ . Легко видеть, что при  $H=0$  формула (11.9) переходит в формулу (11.1).

Величина  $\omega_N$ , входящая в формулу (11.9), обычно называется *плазменной частотой*, так как в плазме, т. е. в ионизированном, но в целом нейтральном газе, при смещении электронов относительно равновесного состояния, обратное возвращение их к равновесию будет сопровождаться колебаниями с частотой  $\omega_N$ . Величина

$$\omega_H = \frac{eH}{mc}, \quad (11.11)$$

проекциями которой являются  $\omega_T$  и  $\omega_L$ , называется *циклотронной частотой* и представляет собой угловую скорость

движения электрона вокруг силовых линий магнитного поля. Следовательно,  $\omega_T$  и  $\omega_L$  представляют собой циклотронные частоты вращения электрона, вызванные соответственно поперечной и продольной по отношению к направлению распространения радиоволны составляющими магнитного поля.

Из уравнения (11.9) видно, что при  $\omega = \omega_N$   $\epsilon$  обращается в нуль, так как в знаменателе (11.9) второе слагаемое и корень будут при  $\omega \rightarrow \omega_N$  возрастать, причем разность между ними (если корень взять со знаком плюс) будет стремиться к нулю. Следовательно,  $\omega = \omega_N$  является одним из корней, при котором происходит отражение. Остальные корни найдем, приравняв (11.9) нулю. После несложных преобразований выражение приводится к виду

$$\omega^3 \pm \omega \omega_H - \omega_N^2 = 0.$$

Решение его дает четыре корня, из которых имеющими смысл являются лишь два положительных, а именно:

$$\omega_1 = \frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\frac{\omega_H^2}{4} + \omega_N^2} \quad \text{и} \quad \omega_2 = -\frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\frac{\omega_H^2}{4} + \omega_N^2}. \quad (11.12)$$

Таким образом, волна с частотой  $\omega$ , идущая вверх, отразится от областей, концентрация заряженных частиц в которых удовлетворяет одному из трех условий:

$$\omega = \omega_N, \quad \omega = \omega_1 \quad \text{и} \quad \omega = \omega_2.$$

Радиоволна, отразившаяся от слоя, где выполнено первое условие, называется *обыкновенной волной*; ее частота связана с концентрацией зарядов соотношением (11.10). Второе условие требует меньших значений  $\omega_N$  и концентраций зарядов, и если концентрация растет снизу вверх, то второе условие будет выполнено раньше первого. Соответствующая ему волна отразится от слоя с меньшей высотой. Такая волна получила название *необыкновенной*.

Третьему условию соответствует так называемая *Z-компонента*, которая отражается от слоя, расположенного выше, чем область отражения обыкновенной волны. Обычно эта волна не наблюдается, так как при горизонтально-слоистой ионосфере эта волна должна пройти через область, где  $\omega = \omega_N$ . Однако в этой области, как было отмечено, волны распространяться не могут.

Z-компонента может наблюдаться лишь в высоких широтах, где в силу близости направления магнитного поля к вертикальному  $\omega_T$  мало по сравнению с  $\omega_L$ , вследствие чего при  $\omega = \omega_N$   $\epsilon$  не обращается в нуль, т. е. исчезают или ослабляют

свое действие условия, приводящие к образованию обыкновенной волны.

$\omega_H$  очень мало по сравнению с  $\omega_1$ , поэтому корень  $\omega_1$  приблизительно можно выразить соотношением

$$\omega_1 = \omega_N + \frac{\omega_H}{2}.$$

В таком случае по разности критических частот необыкновенного  $\omega_1$  и обыкновенного луча  $\omega_N$  может быть определена масса заряженной частицы, так как

$$\omega_1 - \omega_N = \frac{\omega_H}{2} = \frac{eH}{2mc}.$$

При напряженности земного поля  $H \approx 0,5$  э, когда носителями зарядов являются электроны, масса которых  $m = 9 \cdot 10^{-28}$  г, разность частот  $\omega_1 - \omega_N$  составляет около 0,7 Мгц. Если же носителями зарядов были бы только ионы, то величина расщепления была бы в тысячи раз меньшей. Найденное здесь значение разности частот очень близко к значению, получаемому из ионограммы на рис. 149. Это указывает на то, что ионизация слоя *F2* обусловлена электронами.

**6. Поглощение в слое *D*.** График на ионограмме (см. рис. 149) имеет ограничение не только со стороны высоких частот, определяемое предельной концентрацией заряженных частиц, но и со стороны низких. Отражения от слоя *E* видны лишь при частотах, превышающих 1 Мгц, и отсутствуют при меньших. Это ограничение со стороны малых частот вызвано поглощением радиоволны, которое связано с соударениями заряженных частиц, появившихся на сравнительно малых высотах, там, где плотность воздуха еще достаточно велика.

Так как сигнал, отраженный от слоя *E*, приходит всегда ослабленным, то поглощение должно происходить в области, расположенной на меньшей высоте. Отсюда следует, что ниже слоя *E* существует еще один ионосферный слой, который принято называть слоем *D* и действие которого проявляется в поглощении радиоволн. Как указывалось выше, отражение создается движением электрона под действием электрического поля радиоволны. Рассеяние же энергии и поглощение ее связано с нарушением этого движения при столкновении, в результате которого кинетическая энергия частиц переходит не в энергию излучения, а в тепловую. Очевидно, что чем выше частота радиоволны, тем меньшее количество нарушений произойдет за время одного периода и тем большая доля энергии перейдет в излучение.

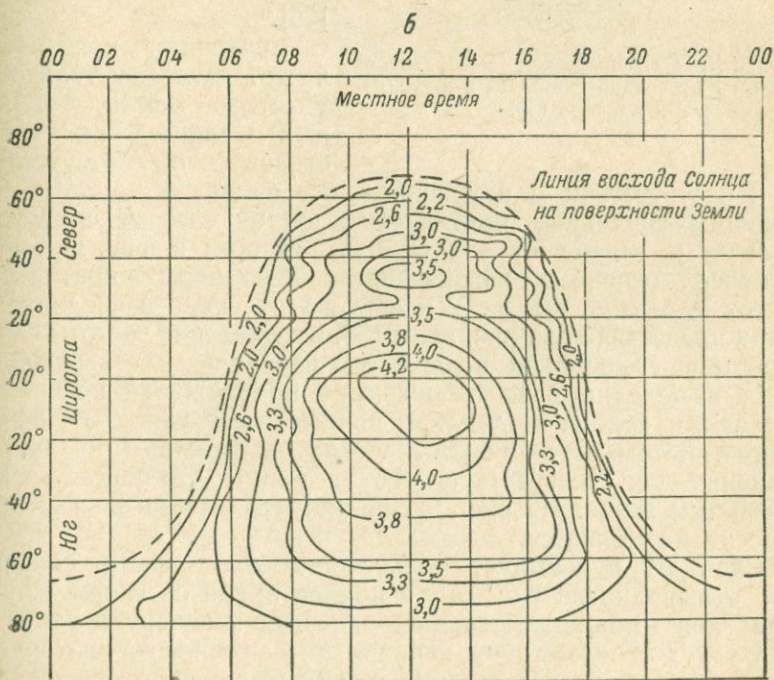
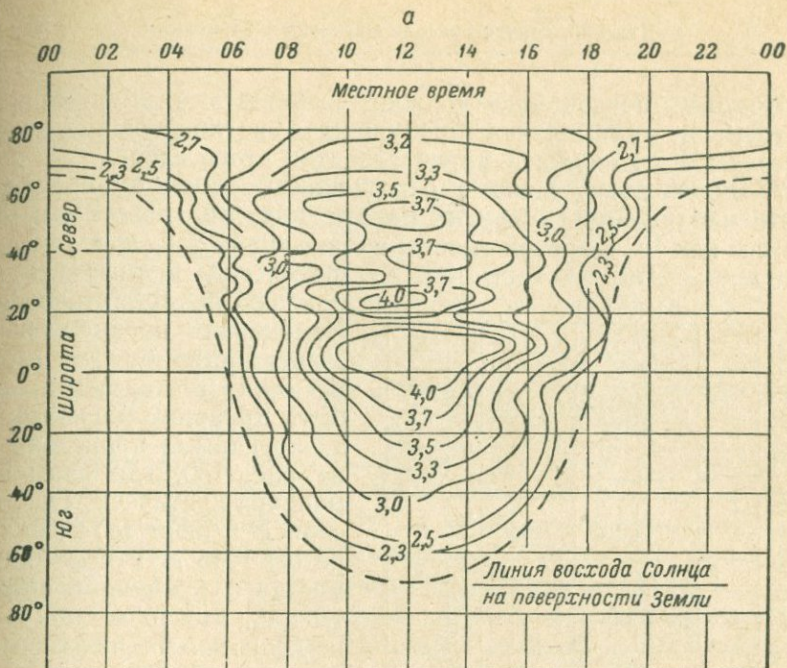


Рис. 150. Изменения критических частот слоя E в июне (а) и декабре (б) 1946 г.

Поэтому поглощение должно возрастать с уменьшением частоты, и минимальная пропущенная поглощающим слоем частота может служить мерой развития этого слоя.

7. Зависимость высоты отражающих слоев от времени, места наблюдения и других параметров. Вид ионограмм меняется как с широтой места наблюдения, так и в течение

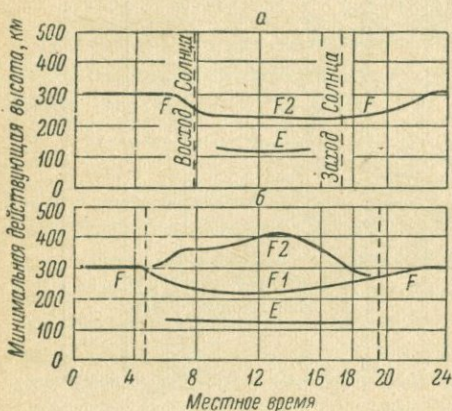


Рис. 151. Суточный ход высот слоев  $E$ ,  $F_1$  и  $F_2$  в средних широтах в июне (а) и декабре (б).

В соответствии с изменением освещенности мест с наибольшим значением критических частот слоя  $E$  смещаются в июне к северу от экватора, в декабре — к югу. Суточный ход всех основных характеристик ионосферы — критических частот слоев  $E$ ,  $F_1$  и  $F_2$  и высот этих слоев в средних широтах представлен на рис. 151 и 153. Критические частоты слоя  $E$  испытывают довольно правильную вариацию, достигая максимума в полдень и падая по мере приближения ко времени восхода и захода Солнца. В ночные часы слой  $E$  не наблюдается. Летом значения критических частот слоя  $E$  превышают значения для соответствующего часа зимы, что согласуется со сказанным выше. Из рис. 151 видно, что высота слоя  $E$  практически не меняется.

Слой  $F_1$  существует только в дневное время, сливаясь, как это видно на рис. 151, в ночное время со слоем  $F_2$ . Высота слоя  $F_1$  понижается днем и растет к вечеру и утру.

Слой  $F_2$  существует непрерывно; зимой его критическая частота резко возрастает с восходом Солнца, который на высоте слоя начинается несколько раньше, чем на Земле.

суток, года и с изменением цикла солнечной активности. Изменения параметров в зависимости от местного времени и широты может быть представлено картами, аналогичными приведенным на рис. 150, где даны изменения критических частот слоя  $E$  в июне (а) и декабре (б) 1946 г. как функция местного времени и широты или, что то же, широты и долготы, отсчитываемой от полуденного меридиана [66].

Значения критических частот нанесены только для участков Земли, освещенных Солнцем, на теневой стороне слой  $E$  отсутствует.

К концу дня частота падает, однако скорость ее падения меньше скорости возрастания, наблюдаемой в начале дня. Летом в середине дня отмечается небольшой минимум, и такого значительного возрастания частот, как зимой, не наблюдается. В дневное время высота слоя  $F_2$  уменьшается зимой и возрастает в летние месяца.

**8. Состав ионосферы и образование ионизированных слоев.** Как показывают измерения, выполненные с помощью ракет, состав атмосферы от поверхности Земли до высот порядка 100 км меняется мало. На больших высотах основные компоненты воздуха — азот и кислород — диссоциируют и вступают между собой в реакцию. Наряду с ионами  $O_2^+$  возникают ионы  $NO^+$ , число которых становится преобладающим уже на высотах порядка 150 км. На высоте 200 км преобладающим становится ион  $O^+$ . С этой же высоты начинается и диссоциация азота, приводящая к тому, что на высотах около 250 км число ионов  $N^+$  превалирует над  $N_2^+$ .

Для ионизации молекул и атомов требуется вполне определенная энергия (ионизационный потенциал, величину которой можно выразить в электрон-вольтах ( $1 \text{ эв} = 1,59 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ ) или характеризовать длиной волны, соответствующей световому кванту, несущему требуемую энергию (энергии в  $1 \text{ эв}$  соответствует квант с  $\lambda = 1,239 \text{ мкм}$ ).

Энергия ионизации основных компонент ионосферы имеет следующие значения (см. [167]):

Ион . . . . .	$O_2$	O	$N_2$	N	NO
Потенциал ионизации, эв . . . . .	12,1	13,6	15,6	14,5	9,2
Длина волны, мкм . . . . .	0,1010	0,0910	0,0800	0,0850	0,1340

Все указанные здесь длины волн находятся в ультрафиолетовой части спектра, на которую при температуре излучающего тела в  $6000^\circ$  приходится ничтожно малая доля энергии, выражающаяся в миллионных и десятимиллионных долях всей энергии, входящей от Солнца. Поэтому даже весьма разреженный воздух на высотах ионосферы в состоянии нацело поглотить все способное к ионизации излучение, причем первыми должны быть поглощены наиболее коротковолновые кванты, способные ионизовать азот, затем атомарный кислород и последним — молекулярный кислород.

Так как плотность атмосферы меняется с высотой, то и число ионов каждого вида, образуемых солнечным светом, должно меняться, переходя на некоторой высоте через максимум. Можно ожидать поэтому, что и в общем ходе интенсивности образования ионов с высотой будет несколько максимумов в соответствии с числом ионизируемых компонент.

Наряду с ионизацией имеет место и обратное явление — рекомбинация ионов, которая происходит тем быстрее, чем больше плотность атмосферы. На высоте порядка 100 км равновесное состояние между процессами ионизации и рекомбинации устанавливается довольно быстро, и поэтому плотность ионизации (число свободных электронов в  $1 \text{ см}^3$ ) на этих высотах должна являться функцией высоты Солнца. На больших высотах вследствие малой плотности атмосферы происходит запаздывание процессов рекомбинации, поэтому ход плотности ионизации сдвигается по фазе относительно хода высоты Солнца.

Основное ионизационно-рекомбинационное уравнение, определяющее состояние ионосферы, как известно, имеет вид

$$\frac{dn_e}{dt} = q - q', \quad (11.13)$$

где  $n_e$  — плотность ионизации;  $q$  — число электронов, образующихся вновь в течение 1 сек под действием ультрафиолетового излучения;  $q'$  — число ионов, рекомбинирующих за то же время.

Очевидно, что величина  $q$  пропорциональна интенсивности падающего монохроматического излучения  $W$ , т. е. количеству энергии, проходящей в течение 1 сек через  $1 \text{ см}^2$  поверхности, нормальной к излучению, числу нейтральных частиц  $n - n_e$  и обратно пропорциональна количеству энергии  $W_0$ , необходимой на единичный акт ионизации, т. е.

$$q = \sigma(n - n_e) \frac{W}{W_0}, \quad (11.14)$$

где  $\sigma$  — коэффициент фотопоглощения;  $n$  — число нейтральных частиц в  $1 \text{ см}^3$  в неионизированной атмосфере;  $n_e$  — число электронов в  $1 \text{ см}^3$ .

Число  $q'$  пропорционально как числу электронов  $n_e$ , так и числу положительных ионов  $n_+$ , т. е.

$$q' = \alpha n_e n_+,$$

где  $\alpha$  — коэффициент рекомбинации электрона.

Так как  $n_e \approx n_+$ , то

$$q' = \alpha n_e^2.$$

Поэтому уравнение (11.13) можно написать в виде

$$\frac{dn_e}{dt} = q - \alpha n_e^2. \quad (11.15)$$

Помимо непосредственных процессов фотоионизации электронов и их рекомбинации, должен существовать целый ряд других процессов, в результате которых появляются и исчезают электроны. К ним относятся: прилипание электронов

к нейтральной частице, которое приводит к образованию отрицательных ионов, потеря электронов отрицательными ионами, рекомбинация ионов. Поэтому в действительности уравнение (11.15) имеет более сложный вид, но, как показывают расчеты, его можно привести к такой же форме (11.15), если под  $\alpha$  понимать некоторый эффективный коэффициент рекомбинации, зависящий от коэффициента прилипания, отсоединения и рекомбинации ионов.

Величина этого коэффициента уменьшается при переходе к более высоким слоям ионосферы от значения порядка  $\alpha = 10^{-8}$  на уровне слоя  $E$  до  $\alpha = 10^{-10}$  см<sup>3</sup>/сек на высоте слоя  $F2$ .

Эти значения относятся ко времени, близкому к полудню, к максимуму солнечной деятельности и к измерениям в средних широтах северного полушария.

Для нахождения высоты слоя, где ионизация имеет максимальное значение, обратимся к уравнению (11.14), заменив в нем величину  $W$  интенсивностью излучения за пределами ионосферы. Для этого рассмотрим прохождение излучения под углом  $Z$  к вертикали через плоский слой атмосферы толщиной  $dh$ . Потеря энергии в таком случае будет

$$dW = \sigma(n - n_e) W \sec Z dh.$$

Интегрируя это уравнение в пределах от высоты  $h$  до бесконечности, получим

$$W = W_\infty e^{-\sigma \sec Z \left[ \int_h^\infty n dh - \int_h^\infty n_e dh \right]}.$$

Подставив это значение в уравнение (11.14), будем иметь:

$$q = \sigma \frac{W_\infty}{W_0} (n - n_e) e^{-\sigma \sec Z \left[ \int_h^\infty n dh - \int_h^\infty n_e dh \right]}.$$

Интегралы в показателе степени представляют полное количество нейтральных частиц и электронов в столбце сечением 1 см<sup>2</sup> и высотой от уровня  $h$  до бесконечности.

Нахождение максимального числа  $q_m$  и высоты  $h_m$ , на которой происходит такое образование, очень упрощается, если положить, что слой почти не ионизирован, т. е. пренебречь величиной  $n_e$ .

В таком случае

$$q = \sigma \frac{W_\infty}{W_0} n e^{-\sigma \sec Z \int_h^\infty n dh}. \quad (11.16)$$

Число нейтральных частиц  $n$  в этом уравнении определяется барометрической формулой

$$n = n_0 e^{-\frac{h}{H}}, \quad (11.17)$$

в которой постоянная  $H$ , называемая высотой однородной атмосферы, имеет значение

$$\frac{1}{H} = \frac{\mu g}{RT},$$

где  $\mu$  — молекулярный вес газа;  $R$  — газовая постоянная;  $g$  — ускорение силы тяжести;  $T$  — абсолютная температура. Заменяя в уравнении (11.16)  $n$  его значением из (11.17) и производя интегрирование в показателе степени, получим

$$q = \alpha n_0 \frac{W_\infty}{W_0} e^{-\frac{h}{H} - H \sec Z n_0 e^{-\frac{h}{H}}} \quad (11.18)$$

Высота  $h_m$ , на которой  $q$  достигает максимального значения, найдется из уравнения

$$\frac{dq}{dh} = 0.$$

Это уравнение дает

$$h_m = H \ln \alpha n_0 H \sec Z. \quad (11.19)$$

Из уравнения (11.17) следует, что  $n$  на этой высоте принимает значение

$$n_m = \frac{1}{\alpha H \sec Z}.$$

Подставляя выражение для  $h_m$  и  $n_m$  в уравнение (11.18), получим величину максимального значения:

$$q_m = \frac{W_\infty}{W_0 H} \cos Z. \quad (11.20)$$

Заменяя в уравнении (11.18)  $\frac{W_\infty}{W_0}$  через  $q_m$ , а произведение  $\alpha n_0 H \sec Z$  на основании (11.19) через  $e^{\frac{h_m}{H}}$ , значение  $q$  на любой высоте можно выразить как

$$q = q_m e^{-\frac{h-h_m}{H} + e^{-\frac{h-h_m}{H}}}. \quad (11.21)$$

Из этой формулы следует, что на больших высотах, когда  $h \gg h_m$ , интенсивность ионообразования будет убывать с высотой по барометрической формуле (11.17).

Действительно, при  $h \gg h_m$  слагаемым  $e^{\frac{h-h_m}{H}}$  в показателе можно пренебречь, вследствие чего формулу (11.21) можно написать в виде

$$q = q_m e^{\frac{h_m}{H}} e^{-\frac{h}{H}} = Q e^{-\frac{h}{H}}. \quad (11.22)$$

Так как  $Q$  величина постоянная, то полученное выражение представляет собой барометрическую формулу (11.17). Такой закон убывания  $q$  с высотой соответствует убыванию плотности газа или числа частиц, подвергающихся действию ионизирующего излучения. При  $h = h_m$  величина  $q$  достигнет максимального значения  $q_m$ , и при дальнейшем уменьшении высоты величина  $q$  должна очень быстро упасть, значительно быстрее, чем по барометрической формуле, так как при  $h < h_m$  последнее слагаемое в показателе начинает быстро расти. Физически такое быстрое падение  $q$  с уменьшением  $h$  объясняется тем, что вся энергия падающего излучения почти целиком поглощается атмосферой.

Максимальное значение интенсивности ионообразования  $q_m$ , как видно из (11.20), пропорционально косинусу зенитного расстояния  $Z$ . Если коэффициент рекомбинации не очень мал и равновесие в газе успевает установиться достаточно быстро за время, малое по сравнению с сутками, то можно считать, что медленные изменения зенитного расстояния Солнца не выводят газ из равновесия. Тогда из уравнения (11.15), полагая, что  $\frac{dn_e}{dt} = 0$ , находим

$$n_e = \sqrt{\frac{q}{\alpha}},$$

т. е. концентрация заряженных частиц должна быть пропорциональна корню из величины  $q$ . С другой стороны, величина  $q$  пропорциональна  $q_m$ , а следовательно, и  $\cos Z$ , вследствие чего суточный ход концентрации должен определяться изменением корня из косинуса зенитного расстояния.

На рис. 152 представлены кривые суточного хода концентрации электронов  $n_e$  в слое  $E$  в относительных единицах, сопоставленные с ходом  $\sqrt{\cos Z}$ . На рисунке видно, что обе кривые изменяются одинаковым образом, за исключением вечерних часов, когда равновесие, видимо, не успевает установиться, и ход концентрации отстает от хода  $\sqrt{\cos Z}$ .

Так как критическая частота пропорциональна корню квадратному из концентрации  $n_e$ , то кривая, изображающая суточный ход  $f_0 E$  на рис. 153, очевидно, соответствует изменению  $\sqrt[4]{\cos Z}$ .

Найденные соотношения оказываются не применимы к слою  $F2$ , в котором наблюдаются отставания в ходе критической частоты  $f_0F2$  по отношению к ходу освещенности, особенно заметное на графике за декабрь (рис. 153). Это заставляет предположить, что процесс рекомбинации в слое  $F2$  протекает медленно, и равновесие не успевает установиться.

Более сложный вид кривой суточного хода  $f_0F2$  по сравнению с  $f_0F$  и более сложная закономерность годового хода свидетельствуют о большей, чем в рассмотренной схеме, сложности процесса, приводящего к образованию слоя  $F2$ .

Суточный ход критических частот слоя  $F1$  во многом похож на ход  $f_0E$  и, следовательно

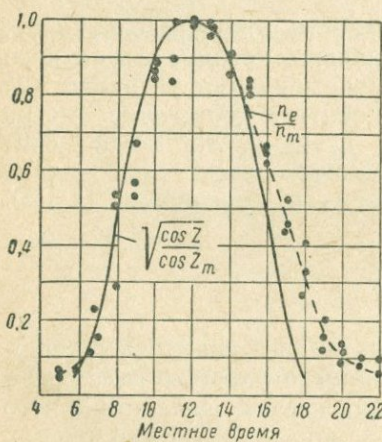


Рис. 152. Суточный ход концентрации электронов и величины  $\sqrt{\cos Z}$  в относительных единицах.

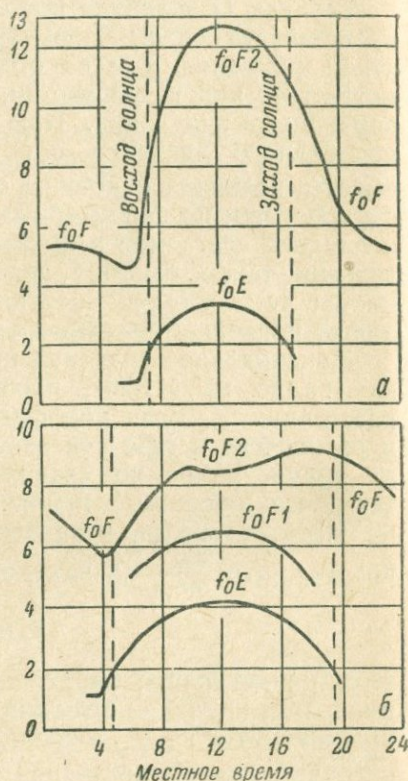


Рис. 153. Суточный ход критических частот слоев ионосферы в декабре (а) и июне (б).

но, близок к требованиям теории простого слоя. Можно предположить поэтому, что и здесь ионизация воздуха ультрафиолетовым светом играет большую роль. То, что один и тот же процесс привел к образованию не одного, а двух слоев, может быть объяснено ионизацией различных компонент воздуха. На уровне слоя  $E$  должен быть ионизирован молекулярный кислород, на уровне  $F1$  — атомарный; при этом на уровне  $F1$  излучение с длиной волны меньше  $0,0900 \text{ мкм}$  полностью будет погло-

щено. Ионизировать молекулу кислорода может излучение с большей длиной волны — до 0,1000 мкм, свободно прошедшее через слой F1.

9. Исследование ионосферы при помощи ракет и спутников. Ионосферное зондирование дает представление о характере изменения концентрации с высотой на восходящих ветвях кривой участка, где концентрация растет с высотой, и не дает никаких сведений о характере нисходящих ветвей. Рассмотрение механизма образования так называемого простого ионосферного слоя, приведенное выше, создает впечатление, что выше максимума должен наблюдаться спад концентрации по экспоненциальному закону. Вопрос о том, каким образом происходит этот спад в действительности, удалось установить лишь после анализа материала наблюдений, полученного при помощи спутников и ракет.

Первые сведения о ходе электронной концентрации выше максимумов были получены при наблюдениях моментов «радиовосхода» и «радиозахода» первых спутников, запущенных в СССР в 1957 г. [39].

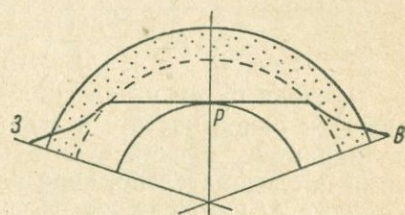


Рис. 154. Схема траектории радиоволны в момент «радиовосхода» (B) и «радиозахода» (З) спутника.

Наличие ионизированных слоев создает рефракцию радиоволн. Там, где концентрация растет с высотой, радиолуч будет обращен вогнутостью к Земле, там, где она падает, вогнутость обращена от Земли. Вследствие этого «радиовосход» спутника, т. е. начало приема его сигналов, произойдет в момент, когда спутник пересечет конус, образованный радиолучами, вышедшими в горизонтальных направлениях из точки приема (рис. 154). Так как раствор этого конуса зависит от показателя преломления того участка, который находится над максимумом, то по величине конуса слышимости на разных высотах можно составить представление о полной форме луча, т. е. о показателе преломления на всех высотах.

Может быть применен более быстрый способ анализа, если на ракете или спутнике работают два передатчика, питаемые от одного генератора таким образом, что частоты этих передатчиков  $\omega_1$  и  $\omega_2$  кратны между собой или же кратны некоторой третьей частоте, и сдвиг фаз между ними остается постоянным.

Время, затрачиваемое на пробег обеих волн с высоты  $h$  до Земли, равно:

$$t_1 = \int_0^h \frac{dh}{v_1}, \quad t_2 = \int_0^h \frac{dh}{v_2}.$$

Заменяя  $v_1$  и  $v_2$  их выражением (11.2) при  $\omega = \omega_1$  и  $\omega = \omega_2$ , найдем, что разность времен пробега определится из соотношения

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{1}{c} \int_0^h \left( \sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega_2^2}} - \sqrt{1 - \frac{4\pi N e^2}{m \omega_1^2}} \right) dh,$$

и если излучаемые частоты намного больше плазменной  $\omega_N$ , то

$$\Delta t = \frac{2\pi e^2}{cm} \left( \frac{1}{\omega_1^2} - \frac{1}{\omega_2^2} \right) \int_0^h N dh.$$

Приведа путем умножения или деления частот обе принятые волны к одной частоте и заставив их интерферировать, можно по характеру биений судить об изменении сдвига фаз между ними и, следовательно, определить разность времен пробега  $\Delta t$ . Зная же  $\Delta t$  как функцию высоты ракеты, можно найти полный профиль  $N(h)$ .

Данная задача может быть решена и еще одним способом, а именно: при прохождении радиоволн сквозь ионизированный газ происходит поворот плоскости поляризации, причем величина поворота на единицу пути зависит от концентрации электронов, компоненты напряженности поля вдоль луча и от частоты. Наблюдая поворот плоскости поляризации как функцию высоты, можно найти также распределение концентрации с высотой.

На рис. 155 приведены кривые зависимости электронной плотности от высоты, полученные из наблюдения запаздывания во время трех полетов советских геофизических ракет — в 11 ч 40 мин 21 II 1958 г., 8 ч 06 мин 27 VIII 1958 г. и 15 ч 54 мин 31 X 1958 г. [128], и на рис. 156 — аналогичные кривые во время запусков ракет в США, на полигоне Нью-Мексико [67].

На всех кривых, полученных с помощью советских ракет, виден небольшой (при использовании линейного масштаба для  $N$ ) максимум концентрации на высоте 100 км и интенсивный максимум на высоте порядка 300 км. Величина этого максимума, принадлежащего слою  $F_2$ , различна, наибольшее его значение отмечено во время третьего полета, происходившего вечером поздней осенью, и наименьшее во время второго, происходившего летним утром. Это и естественно, так как критические частоты  $F_2$  растут от лета к зиме и утром имеют максимальные значения. Максимум, соответствующий слою  $F_1$ , ни на одном из графиков не отмечается, что также находит свое объ-

яснение, так как исследования производились в неподходящее для наблюдения слоя  $F1$  время. Между слоем  $E$  и  $F$  на протяжении 70 км плотность электронов остается почти постоянной, а затем монотонно возрастает, пока не достигнет максимума, соответствующего слою  $F2$  на ионограмме. Существенного падения концентрации над слоем  $E$  не наблюдается.

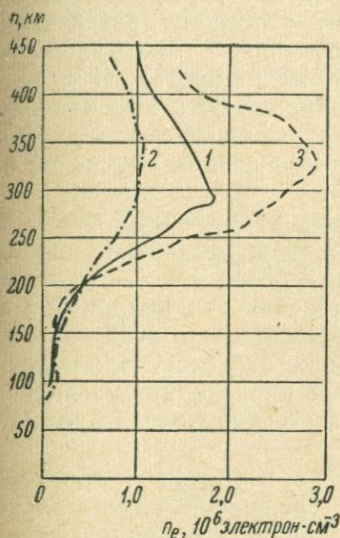


Рис. 155. Зависимость электронной плотности от высоты по данным советских геофизических ракет.

1 — при полете 21 II 1958 г.; 2 — при полете 27 VIII 1958 г.; 3 — при полете 31 X 1958 г.

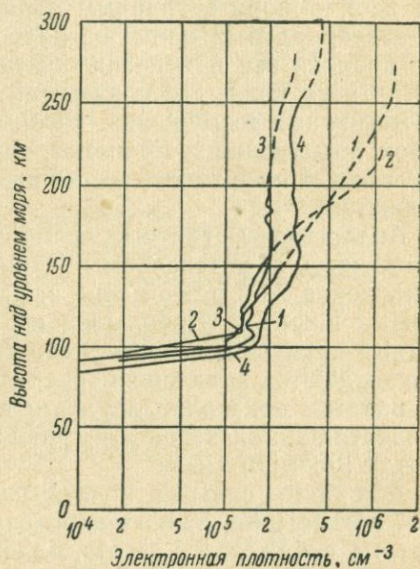


Рис. 156. Зависимость электронной плотности от высоты по данным геофизических ракет в США.

На некоторых из кривых, приведенных на рис. 156, виден максимум, соответствующий слою  $F1$ . Так, например, его хорошо видно на кривой 4, полученной летом около полудня.

Отмеченные выше регулярные вариации ионосферы наблюдаются ежедневно и характерны для магнитоспокойных и умеренно возмущенных дней. Эти вариации вызваны изменениями освещенности атмосферы, вытекающими из самого факта вращения Земли.

**10. Ионосферные бури.** Особые явления, связанные с вспышками на Солнце и с приходом на Землю интенсивных корпускулярных потоков, приводят к особым нерегулярным явлениям в ионосфере, называемым *возмущениями в ионосфере*, или *ионосферными бурями*.

Ионосферные возмущения, как правило связанные с магнитными возмущениями, представляют собой нарушения регулярности, и прежде всего в области  $F$ . В этих случаях нарушается правильное слоистое строение ионосферы, появляются многочисленные дополнительные области и центры отражений. В средних широтах наблюдаются отклонения критической частоты  $f_0F2$  от нормы, главным образом в сторону ее понижения; в экваториальных широтах, наоборот, в сторону возрастания. По времени эти изменения обычно совпадают с возмущениями магнитного поля, наблюдаемыми на всех широтах. В отличие от магнитных возмущений, которые наблюдаются в любые часы суток, возмущения в  $F2$  имеют, однако, суточный ход: в дневные часы они, как правило, не возникают (во всяком случае не начинаются).

Аналогично магнитным возмущениям ионосферные бури наиболее часты и интенсивны на широте зоны полярных сияний. Понижение  $f_0F2$  в этой зоне выражено более явно, чем в умеренных широтах. Небольшие по интенсивности полярные магнитные возмущения, очень часто наблюдаемые в этой зоне, сопровождаются появлением спорадического  $E$ -слоя. Наблюдения на ракетах показали, что в это время происходит увеличение концентрации электронов в сравнительно узком слое на высотах между 100 и 110 км.

Для более сильных ионосферных возмущений характерен рост поглощения, проявляющийся в увеличении минимальной частоты отражений  $f_{min}$ . Нормальная радиосвязь при этом нарушается. Возрастание  $f_{min}$  повышает нижний предел пригодных для связи частот, а уменьшение  $f_0F2$  одновременно понижает верхний предел, вследствие чего отражаться от ионосферы могут лишь волны, лежащие в узком диапазоне частот. Такое неустойчивое состояние ионосферы, характерное для возмущения, приводит к частым изменениям условий распространения, и радиосвязь становится поэтому ненадежной.

Большим магнитным бурям соответствуют ионосферные возмущения с интенсивным поглощением, проявляющимся в полном прекращении всех отражений от ионосферы.

Интенсивность ионосферного возмущения соответствует интенсивности сопровождающего его магнитного возмущения, а по продолжительности может и превышать его. Общая продолжительность ионосферного возмущения измеряется днями, а иногда и неделями.

Внезапные ионосферные возмущения, связанные с нарушением радиосвязи на всей освещенной Солнцем полусфере Земли, возникают в моменты ярких вспышек в хромосфере Солнца. Типичный для этого явления ход критических частот и высот слоев показан на рис. 157 [5]. В момент, когда наблюдается

вспышка, сразу исчезают отражения от всех ионосферных слоев и восстанавливаются лишь через некоторое время, причем если удастся принять сигналы в момент восстановления, то частота  $E$ -слоя оказывается завышенной и возвращается к среднему значению по истечении одного-полутора часов. На магнитограммах в этот момент наблюдается характерное возмущение в виде «крючка», т. е. кратковременного и сравнительно небольшого отклонения всех элементов земного магнетизма от нормы. Детальный анализ показал, что это отклонение соответствует внезапному возрастанию амплитуды  $S_q$  солнечно-суточной вариации по спокойным дням. Вызвано это возмущение внезапным

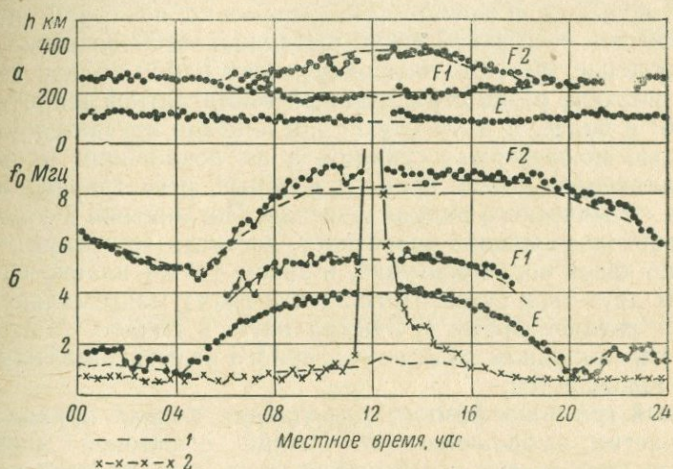


Рис. 157. Ход высоты ионосферных слоев (а) и критических частот (б) в течение дня при наличии вспышки на Солнце.  
1 — среднее значение за 6 дней; 2 — минимальные частоты отражений.

увеличением потока ультрафиолетовой радиации Солнца в момент вспышки, которое приводит к усилению плотности заряженных частиц в нижних частях ионосферы, где протекают токи, вызывающие  $S_q$ .

Вторым типом ионосферных возмущений, связанных с увеличением поглощения, являются возмущения, возникающие в зоне полярных сияний в моменты полярного магнитного возмущения. Как указывалось выше, умеренные магнитные возмущения в зоне сияний сопровождаются ростом минимальных частот и появлением спорадического  $E$ -слоя. Более сильное возмущение, связанное с резким уменьшением горизонтальной составляющей, сопровождается распадом однородной дуги полярных сияний и превращением ее в активные лучистые формы. В ионо-

сфере это явление сопровождается возникновением так называемого *блекаута* — полным прекращением приема отраженных. В отличие от первого типа ионосферных возмущений, вызванных ультрафиолетовой радиацией, этот тип поглощения связан со вторжением в земную атмосферу корпускулярного потока, вызывающего полярные магнитные возмущения и полярные сияния.

Наконец, третьим типом ионосферных возмущений, связанных с увеличением поглощения, являются возмущения, наблюдаемые внутри полярной шапки, т. е. внутри области, ограниченной зоной полярных сияний. Эти возмущения возникают обычно через час или несколько часов после большой хромосферной вспышки и значительно, примерно на сутки, раньше возникновения магнитной бури, вызванной этой вспышкой.

Возмущение третьего типа охватывает район вблизи геомагнитного полюса, резко ограниченный геомагнитной широтой порядка  $60^\circ$  и более. В этом случае поглощение изучается уже не с помощью ионосферных станций, а по показаниям риометра, представляющего собой прибор, который регистрирует интенсивность космического радионизлучения. Поглощение в этом случае сравнительно плавно возрастает, достигая максимума через несколько часов после вспышки, и затем также плавно спадает в течение двух-трех суток. Поглощение имеет максимальную величину в дневное время и минимальную в ночное. Магнитная активность при таком виде ионосферного возмущения, как правило, не повышается.

Данный тип ионосферного возмущения вызван приходом на Землю частиц, выброшенных от Солнца с высокой энергией. Плотность этих частиц чрезвычайно мала, а их энергия велика, поэтому, попав в магнитное поле Земли, они движутся по траекториям, рассчитанным Штёрмером [85], попадают на Землю вблизи геомагнитного полюса и вызывают увеличение ионизации в нижних областях ионосферы. Так как плотность частиц сравнительно невелика, то вызванная ими ионизация оказывается недостаточной для образования системы токов, которые могли бы дать заметное магнитное поле.

**11. Электропроводность ионосферы.** Всякое движение ионизированной массы газа вызывает электрический ток, плотность которого  $j$  определяется известной формулой

$$j = N e \bar{v}, \quad (11.23)$$

где  $N$  — плотность ионизации;  $\bar{v}$  — средняя скорость движения частицы, обладающей зарядом  $e$ . Поэтому, чтобы определить проводимость ионизированного газа, необходимо найти среднюю скорость его движения, которая обусловлена действием на него различного рода сил. Такими силами могут быть: сила тяжести

$mg$ , электрическая сила  $eE$ , сила Лоренца  $\frac{e}{c}[\mathbf{vH}]$  и сила трения,

вызванная столкновением частиц и равная  $m\nu\mathbf{v}$ , где  $\nu$  — число столкновений в единицу времени. Вследствие этого уравнением движения частиц будет

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = \frac{\mathbf{F}}{m} + \frac{e}{mc}[\mathbf{vH}] - \nu\mathbf{v}, \quad (11.24)$$

где под  $\mathbf{F}$  будем понимать либо силу тяжести  $mg$ , либо  $eE$ , либо совокупность обеих.

Если за ось  $z$  в прямоугольной системе координат принять линию, совпадающую по направлению с полем  $\mathbf{H}$ , то для каждой из составляющих  $\mathbf{v}$  будем иметь следующие уравнения:

$$\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} &= \frac{F_x}{m} + \frac{eH}{mc}v_y - \nu v_x, \\ \frac{dv_y}{dt} &= \frac{F_y}{m} - \frac{eH}{mc}v_x - \nu v_y, \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{F_z}{m} - \nu v_z. \end{aligned} \quad (11.25)$$

Умножив второе из этих уравнений на  $i = \sqrt{-1}$  и сложив первые два уравнения, получим:

$$\frac{d}{dt}(v_x + iv_y) = \frac{1}{m}(F_x + iF_y) + \frac{eH}{mc}(v_y - iv_x) - \nu(v_x + iv_y). \quad (11.26)$$

Введем обозначения  $v_1 = v_x + iv_y$ ,  $F_1 = F_x + iF_y$ , тогда  $v_y - iv_x = -iv_1$ , и уравнения (11.25) принимают вид:

$$\begin{aligned} \frac{dv_1}{dt} &= \frac{F_1}{m} - \left(\nu + i\frac{eH}{mc}\right)v_1, \\ \frac{dv_z}{dt} &= \frac{F_z}{m} - \nu v_z. \end{aligned} \quad (11.27)$$

Легко видеть, что комплексные величины  $v_1$  и  $F_1$  представляют собой проекции векторов  $\mathbf{v}$  и  $\mathbf{F}$  на плоскость  $xy$ .

Как видно, уравнения (11.27) имеют одинаковую форму, отличаясь друг от друга лишь множителем при  $v_1$  и  $v_z$ . Общий интеграл такого вида уравнений имеет вид

$$\mathbf{v} = \frac{\mathbf{F}}{m\rho} + C e^{-\rho t}, \quad (11.28)$$

где через  $\rho$  обозначен множитель при  $v_1$  и  $v_z$ ;  $C$  — произвольная постоянная интегрирования.

Средняя скорость  $\bar{v}$  за промежутки времени  $T$  будет, очевидно,

$$\bar{v} = \frac{F}{mp} + \frac{C}{T} \int_0^T e^{-pt} dt = \frac{F}{mp} + \frac{C}{pT} (e^{-pT} - 1). \quad (11.28a)$$

При достаточно большом  $T$ , т. е. при установившемся движении, второй член стремится к нулю, и им можно пренебречь; вследствие этого, если обозначить  $\omega_H = \frac{eH}{mc}$ , то составляющие средней скорости  $\bar{v}$  выразятся, как

$$\bar{v}_1 = \frac{F_1}{m(v + i\omega_H)}, \quad \bar{v}_2 = \frac{F_2}{m\nu}. \quad (11.29)$$

1. Остановимся на случае, когда  $H=0$ . Тогда  $\bar{v}_1 = \frac{F_1}{m\nu}$ , и, следовательно,

$$\bar{\mathbf{v}} = \frac{\mathbf{F}}{m\nu}, \quad (11.30)$$

т. е. средняя скорость пропорциональна силе  $F$  и по направлению совпадает с ней.

Если заряд движется под действием электрического поля  $E$ , то  $\mathbf{F} = e\mathbf{E}$ . В таком случае  $\bar{\mathbf{v}} = \frac{e\mathbf{E}}{m\nu}$ , а плотность тока  $\mathbf{j}$ , вызванного таким движением, согласно (11.23), будет

$$\mathbf{j} = \frac{Ne^2}{m\nu} \mathbf{E}. \quad (11.31)$$

Отсюда проводимость газа выразится соотношением

$$\sigma_0 = \frac{Ne^2}{m\nu}. \quad (11.31a)$$

Из уравнений (11.29) следует, что при наличии внешнего поля  $H$  составляющая скорости  $v_z$  в направлении поля  $H$  имеет такую же величину, как и в отсутствие поля, и, следовательно, проводимость газа в направлении поля  $H$  будет иметь величину, определяемую уравнением (11.31a).

2. Положим далее, что  $F=0$  и  $\nu=0$ . В этом случае уравнения (11.27) сводятся к одному:

$$\frac{dv_1}{dt} = -i\omega_H v_1,$$

решением которого является

$$v_1 = v_{10} e^{-\omega_H t} = v_{10} (\cos \omega_H t - i \sin \omega_H t), \quad (11.32)$$

т. е. частица будет двигаться по окружности, лежащей в плоскости  $xy$ , с угловой скоростью, определяемой формулой (11.11). Радиус окружности  $\rho$  находится из соотношения

$$\rho = \frac{m v c}{e H}. \quad (11.33)$$

3. В общем случае, когда  $H=0$ , составляющая средней скорости  $\bar{v}_1$  в плоскости  $xy$  выразится, как мы видели, одним из уравнений (11.29). Умножим числитель и знаменатель этого уравнения на сопряженное число  $(v - i\omega_H)$ , тогда

$$\bar{v}_1 = \frac{F_1 v}{m(v^2 + \omega_H^2)} - i \frac{F_1 \omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)}. \quad (11.34)$$

Это выражение показывает, что вектор  $v_1$  имеет две составляющие: одну по направлению  $F_1$ , а вторую — перпендикулярно к  $F_1$ . Знак минус у второго члена указывает на левовинтовую систему этих направлений.

В векторной форме выражение (11.34) может быть представлено в виде

$$v_1 = \frac{[[F\mathbf{H}]\mathbf{H}]}{m(v^2 + \omega_H^2)F^2} + \frac{\omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)} \frac{[F\mathbf{H}]}{H}, \quad (11.35)$$

так как  $F_1$  перпендикулярно к  $\mathbf{H}$  (рис. 158).

Если сила  $\mathbf{F}$  представляет собой электрическую  $e\mathbf{E}$ , то плотность тока, вызванного его действием, аналогично (11.23) может быть найдена, как

$$j_1 = \frac{Ne^2 v}{m(v^2 + \omega_H^2)} E_1 + i \frac{Ne^2 \omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)} E_1, \quad (11.36)$$

где  $E_1$  и  $j_1$  — проекции векторов  $\mathbf{j}$  и  $\mathbf{v}$  на плоскость  $xy$ .

Таким образом, проводимость газа в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, может быть характеризована двумя новыми значениями: проводимостью

$$\sigma_1 = \frac{Ne^2 v}{m(v^2 + \omega_H^2)}, \quad (11.37)$$

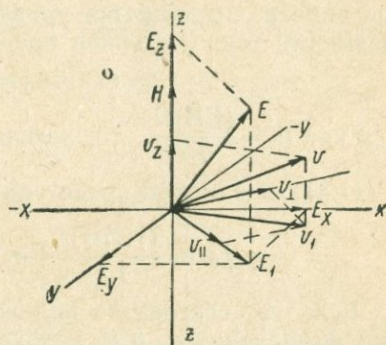


Рис. 158. К выводу электропроводности ионосферы.

соответствующей току вдоль электрического поля  $E_1$ , иногда называемой *продольной проводимостью*, и проводимостью

$$\sigma_2 = \frac{Ne^2\omega_H}{m(v^2 + \omega_H^2)}, \quad (11.38)$$

соответствующей току в направлении, перпендикулярном  $E_1$ . Эта проводимость получила название *проводимости Холла*. Следует обратить внимание, что в то время, как  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  — существенно положительные величины, знак  $\sigma_2$  зависит от знака заряда, определяющего величину  $\omega_H$ .

Составляющая плотности тока  $j_z$  в направлении поля  $\mathbf{H}$ , как мы видели, выражается уравнением (11.31). Поэтому вектор плотности тока  $\mathbf{j}$  должен представлять векторную сумму

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_1 + \mathbf{j}_z.$$

Так как  $\mathbf{E}_z = \frac{(\mathbf{E}\mathbf{H})\mathbf{H}}{H^2}$ , то, заменяя  $j_1$  и  $j_z$  их выражениями (11.36)

и (11.31), мы можем представить  $\mathbf{j}$  в виде

$$\mathbf{j} = \sigma_0 \frac{\mathbf{H}(\mathbf{E}\mathbf{H})}{H^2} + \sigma_1 \frac{[\mathbf{H}(\mathbf{E}\mathbf{H})]}{H^2} - \sigma_2 \frac{[\mathbf{H}\mathbf{E}]}{H}. \quad (11.39)$$

Если газ состоит из положительных ионов и электронов, то при вычислении  $\sigma_0$  и  $\sigma_1$  необходимо суммировать проводимости, создаваемые обоими типами частиц, т. е.

$$\sigma_0 = \sigma_{0i} + \sigma_{0e}, \quad \sigma_1 = \sigma_{1i} + \sigma_{1e}. \quad (11.40)$$

При вычислении же  $\sigma_2$  следует производить вычитание, а именно:

$$\sigma_2 = \frac{N_i e^2 \omega_{Hi}}{m_i (v_i^2 + \omega_{Hi}^2)} - \frac{N_e e^2 \omega_{He}}{m_e (v_e^2 + \omega_{He}^2)}, \quad (11.41)$$

где под  $\omega_{Hi}$  и  $\omega_{He}$  понимаются их абсолютные значения, и заряд ионов считается равным  $+e$ .

Формулы (11.37) и (11.38) можно представить в несколько ином виде, если частоту соударений  $\nu$  заменить длиной свободного пробега  $l$ , а циклотронную частоту — радиусом  $\rho$  «завихрения» электронов, т. е. радиусом той окружности, по которой движется электрон под действием магнитного поля  $H$ . Так как длина свободного пробега  $l$  и радиус кривизны  $\rho$  равны

$$l = \frac{v}{\nu}, \quad \rho = \frac{v}{\omega},$$

то

$$\frac{l}{\rho} = \frac{\omega}{\nu}, \quad (11.42)$$

и, сопоставляя (11.37), (11.38) с (11.42), получим

$$\sigma_1 = \sigma_0 \frac{1}{1 + \left(\frac{l}{\rho}\right)^2}, \quad \sigma_2 = \sigma_0 \frac{\frac{l}{\rho}}{1 + \left(\frac{l}{\rho}\right)^2}. \quad (11.43)$$

Принято называть областью коротких пробегов область, где  $\omega_H \ll v$ , или, иначе,  $l \ll \rho$ .

В этом случае, если пренебречь  $\omega_H$  в знаменателе (11.37) и (11.38) или  $l/\rho$  в (11.43), то

$$\sigma_1 = \sigma_0, \quad \sigma_2 = 0, \quad (11.44)$$

т. е. газ будет вести себя, как изотропный проводник.

В обратном случае, когда

$$\omega_H \gg v \quad \text{или} \quad l \gg \rho, \quad (11.45)$$

соответствующем области длинных пробегов,

$$\sigma_0 > \sigma_2 > \sigma_1,$$

причем приближенно

$$\sigma_2 \approx \frac{Ne^2}{m\omega_H^2} = \sigma_0 \left( \frac{v}{\omega_H} \right), \quad (11.46)$$

$$\sigma_1 \approx \frac{Ne^2 v}{m\omega_H^2} = \sigma_0 \left( \frac{v}{\omega_H} \right), \quad (11.47)$$

т. е.  $\sigma_2$  является малой величиной первого, а  $\sigma_1$  — второго порядка относительно  $\frac{v}{\omega_H}$ .

При  $v \rightarrow 0$  величина  $\sigma_2$  остается конечной, и  $\sigma_1 \rightarrow 0$ , а  $\sigma_0 \rightarrow \infty$ . Последнее означает, что для сильно разреженного газа, находящегося в магнитном поле, силовые линии играют роль совершенных проводников, однако движение заряженных частиц вдоль них будет происходить с конечной скоростью, прежде всего потому, что нами не принят во внимание второй член в (11.28а), характеризующий инертность частиц.

Подставляя в (11.11) численные значения констант  $e$ ,  $m$  и  $\epsilon$  и принимая  $H = 0,5 \text{ э}$ , получим следующие значения циклотронных частот  $\omega_H$  для электрона и ионов  $O_2^+$  и  $O^+$ :  $\omega_{He} \approx 9 \cdot 10^6 \text{ рад/сек}$ ;  $\omega_{Hi} \approx 150 \text{ рад/сек}$ ;  $\omega_{Hi} \approx 300 \text{ рад/сек}$  соответственно. Значение частоты соударений в атмосфере на разных высотах, по данным [120] для электронов  $\nu_e$  и ионов  $\nu_i$ , приведены в табл. 28.

Из таблицы видно, что область коротких пробегов для электронов находится ниже 80 км, а выше вся ионосфера является для них областью длинных пробегов.

Для ионов граница между областями длинных и коротких пробегов находится на высотах между 125 и 150 км. Нижние слои ионосферы ( $E$  и  $D$ ) соответствуют области коротких пробегов, верхние ( $F_1$  и  $F_2$ ) — длинных. Следовательно, в верхних слоях ионосферы оба вида проводимости  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  в плоскости, перпендикулярной  $H$ , должны быть малы:  $\sigma_1$  — ввиду малости  $v$ , а  $\sigma_2$  — потому, что скорость частиц, приобретаемая под действием электрического поля, согласно (11.29), равная

$$|\bar{v}| = \frac{1}{m\omega_H} eE = \frac{cE}{H}, \quad (11.48)$$

Таблица 28

Высота, км	$v_i$	$v_e$
80	$2,11 \cdot 10^5$	$3,39 \cdot 10^6$
90	$4,12 \cdot 10^4$	$6,83 \cdot 10^5$
100	$8,59 \cdot 10^3$	$1,62 \cdot 10^5$
125	$6,16 \cdot 10^2$	$1,45 \cdot 10^4$
150	$1,12 \cdot 10^2$	$2,47 \cdot 10^3$
175	$3,20 \cdot 10$	$1,36 \cdot 10^3$
200	$1,21 \cdot 10$	$7,32 \cdot 10^2$

оказывается не зависящей ни от величины и знака заряда, ни от массы частицы, и поэтому в нейтральном газе оба вида зарядов будут передвигаться одинаковым образом, и тока не возникнет.

В области ниже 80 км атмосфера должна вести себя как изотропный проводник. На высотах 80—150 км электроны под действием электрического поля, перпендикулярного к  $H$ , будут двигаться в направлении, перпендикулярном к  $E$ , ионы — вдоль  $E$ . Направление суммарного тока зависит от соотношения проводимостей. Так как в этом интервале  $\sigma_{2e}$  оказывается больше, чем  $\sigma_{1i}$ , то направление тока оказывается близким к перпендикулярному к  $E$ . На высотах, больших 150 км, ввиду быстрого падения  $\sigma_{2e}$ , направление тока окажется совпадающим с  $E$ .

Таблица 29

Высота, км	$\sigma_{0e}$	$\sigma_{0i}$	$\sigma_0$	$\sigma_{1e}$	$\sigma_{1i}$
80	$7,3 \cdot 10^4$	$2,4 \cdot 10^1$	$7,3 \cdot 10^4$	$8,6 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^1$
90	$3,7 \cdot 10^6$	$1,2 \cdot 10^3$	$3,7 \cdot 10^6$	$1,9 \cdot 10^4$	$1,2 \cdot 10^3$
100	$1,5 \cdot 10^8$	$5,8 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^8$	$4,3 \cdot 10^4$	$5,8 \cdot 10^4$
125	$2,6 \cdot 10^9$	$1,2 \cdot 10^6$	$2,6 \cdot 10^9$	$6,0 \cdot 10^3$	$1,1 \cdot 10^6$
150	$2,0 \cdot 10^{10}$	$9,0 \cdot 10^6$	$2,0 \cdot 10^{10}$	$1,3 \cdot 10^3$	$2,4 \cdot 10^6$
175	$3,7 \cdot 10^{10}$	$3,1 \cdot 10^7$	$3,7 \cdot 10^{10}$	$7,8 \cdot 10^2$	$8,7 \cdot 10^6$
200	$6,8 \cdot 10^{10}$	$8,3 \cdot 10^7$	$6,8 \cdot 10^{10}$	$4,0 \cdot 10^2$	$3,5 \cdot 10^6$

Таблица 30

Высота, км	$\sigma_1$	$\sigma_{2e}$	$\sigma_{2i}$	$\sigma_2$	$\sigma_{yy}$
80	$8,6 \cdot 10^3$	$2,3 \cdot 10^4$	$2,1 \cdot 10^{-2}$	$2,3 \cdot 10^4$	$7,0 \cdot 10^4$
90	$2,0 \cdot 10^4$	$2,7 \cdot 10^5$	5,4	$2,7 \cdot 10^5$	$3,6 \cdot 10^6$
100	$1,01 \cdot 10^5$	$2,5 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^2$	$2,5 \cdot 10^6$	$6,0 \cdot 10^7$
125	$1,1 \cdot 10^6$	$4,0 \cdot 10^6$	$3,4 \cdot 10^5$	$3,7 \cdot 10^6$	$1,4 \cdot 10^7$
150	$2,4 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^6$	$3,9 \cdot 10^6$	$1,3 \cdot 10^6$	$3,1 \cdot 10^6$
175	$8,7 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^6$	0	$8,7 \cdot 10^5$
200	$3,5 \cdot 10^5$	$5,2 \cdot 10^6$	$5,2 \cdot 10^6$	0	$3,5 \cdot 10^5$

Численные значения проводимостей, рассчитанные по данным табл. 28, приведены в табл. 29, 30.

Ионосфера представляет собой слоистый проводник, ограниченный, по крайней мере снизу, непроводящей атмосферой. Так как толщина ионосферы мала по сравнению с ее горизонтальными размерами, то можно принять, что в ней текут только горизонтальные токи, вертикальный ток запрещен существованием границ. Учет этого обстоятельства приводит к выводу, что в системе координат с осью  $x$ , ориентированной вдоль магнитного меридиана, и осью  $z$ , направленной вниз, соотношения между током и электрическим полем должны принять вид

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_{xx} E_x + \sigma_{xy} E_y, \\ j_y &= \sigma_{yx} E_x + \sigma_{yy} E_y, \end{aligned} \quad (11.49)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1}{\sigma_0 \sin^2 J + \sigma_1 \cos^2 J}, \\ \sigma_{xy} &= -\sigma_{yx} = \frac{\sigma_0 \sigma_2 \sin J}{\sigma_0 \sin^2 J + \sigma_1 \cos^2 J}, \\ \sigma_{yy} &= \frac{\sigma_0 \sigma_1 \sin^2 J + (\sigma_1^2 + \sigma_2^2) \cos^2 J}{\sigma_0 \sin^2 J + \sigma_1 \cos^2 J}, \end{aligned} \quad (11.50)$$

где  $J$  — магнитное наклонение.

Для магнитного экватора  $J=0$  эти выражения переходят в

$$\sigma_{xx} = \sigma_0, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{yx}, \quad \sigma_{yy} = \frac{\sigma_1^2 + \sigma_2^2}{\sigma_1}. \quad (11.51)$$

Ток Холла  $j_z$  в этом случае (рис. 159) запрещен, так как должен был бы течь в направлении, перпендикулярном к границе. Это запрещение приводит к существенному увеличению проводимости  $\sigma$  в направлении, перпендикулярном к  $H$ . Если

оба вида проводимости создаются частицами одного сорта, то, как можно убедиться, подставив в (11.51) значения (11.46) и (11.47), в этом случае

$$\sigma_{yy} = \sigma_0,$$

т. е. влияние магнитного поля полностью исчезает.

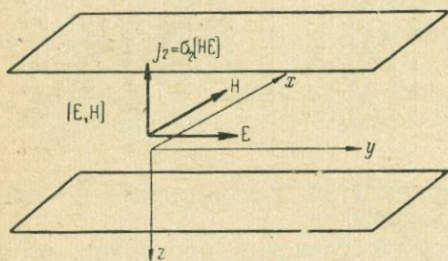


Рис. 159. Направления токов в слое ионосферы.

При наличии частиц различного сорта  $\sigma_{yy}$  не может достигнуть значения  $\sigma_0$ , но тем не менее существенно увеличивается.

В районе магнитного полюса ( $J = \pi/2$ ) из (11.50) получаем

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \sigma_{yy} = \sigma_1, \\ \sigma_{xy} &= -\sigma_{yx} = \sigma_2, \end{aligned}$$

что очевидно, так как плоскость  $xu$  в данном случае перпендикулярна магнитному полю и проводимости  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{yy}$  соответствуют току вдоль  $E$ , а  $\sigma_{xy}$  и  $\sigma_{yx}$  — в перпендикулярном направлении.

В последнем столбце табл. 30 даны значения проводимости  $\sigma_{yy}$ , подсчитанной для ионосферы над экватором по формуле (11.51).

## § 2. Полярные сияния

Магнитные возмущения, наблюдаемые на земном шаре и в особенности в полярных областях, тесно связаны с полярными сияниями. Эта связь не только внешняя, но и внутренняя — физическая, и обусловлена она общностью причин, вызывающих те и другие явления.

Поэтому при рассмотрении причин магнитных возмущений ни в коем случае нельзя отвлечься от факта полярных сияний, который позволяет яснее и глубже понять природу магнитных возмущений.

**1. Формы полярных сияний.** Полярные сияния можно классифицировать по их форме на две большие группы: полярные сияния не лучевой структуры и полярные сияния лучевой структуры. Каждая из этих групп подразделяется в свою очередь на ряд подгрупп.

К нелучевой структуре принадлежат:

а) однородные спокойные дуги (международное обозначение  $HA$ ), нижний край которых резко выражен, в то время как верхний край размыт. Между нижним краем дуги и горизонтом наблюдается темный сегмент;

б) однородные ленты, или полосы ( $HB$ ), простирающиеся обычно в том же направлении, как и дуги, но менее правильной формы. Нижний край часто резко очерчен, но имеет неправильную форму. В большинстве случаев ленты разорваны темными пространствами и поэтому имеют вид перистых облаков;

в) пульсирующие дуги ( $PA$ ), которые ритмически появляются и исчезают с периодом в несколько секунд;

г) диффузно светящиеся поверхности ( $DS$ ), имеющие вид вуали, покрывающей большую часть неба;

д) пульсирующие поверхности ( $PS$ ), состоящие из диффузно светящихся участков неба, появляющихся на одном и том же месте;

е) свечение ( $G$ ), не имеющее резких очертаний.

К лучевой структуре относятся:

а) дуги с лучистой структурой ( $RA$ );

б) ленты лучистой структуры ( $RB$ ), кажущиеся однородными, но состоящие из ряда лучей;

в) драпри ( $D$ ), состоящие из лент с очень длинными лучами, похожими на складчатый занавес. Нижний край драпри обычно более освещен. Вблизи магнитного зенита (проекция магнитного полюса на небесной сфере) они имеют форму веера;

г) отдельные лучи или пучки лучей ( $R$ ), которые могут быть узкими и широкими, короткими и длинными, единичными, пучкообразными;

д) короны ( $C$ ), представляющие собой лучи, ленты или драпри, сходящиеся в одну точку вблизи магнитного зенита.

Выделяется еще один тип полярных сияний, получивший название пламенных, или пылающих, сияний ( $F$ ); этот тип не принадлежит ни к одной из указанных двух групп. Пылающие сияния характеризуются быстрым движением световых волн по направлению к зениту.

**2. Направление лучей полярных сияний.** Существенным фактором в наблюдениях над лучевой структурой является довольно близкое совпадение направления лучей с направлением силовых линий магнитного поля Земли. Этот факт явился одним из главных для построения теории полярных сияний, основывающейся на движении заряженных частиц в магнитном поле Земли.

Действительно, наблюдая визуально лучи полярных сияний, можно заметить, что все они сходятся в одной точке, расположенной вблизи магнитного зенита. Результаты точных определений направления лучей путем фотографирования короны полярных сияний приведены в табл. 31, где приведены наблюдаемая высота и азимут точки схождения лучей и магнитного зенита.

Таблица 31

Станция	Наблюдатель	Год	Число наблюдений	Точка схождения	Магнитный зенит
Гольде	Вегад и Крөгнесс	1914	11	75,4° —2,7°	76,7° —2,5°
Осло	Штермер	1917—1921	9	70,0 —9,8°	70,8 —9,7

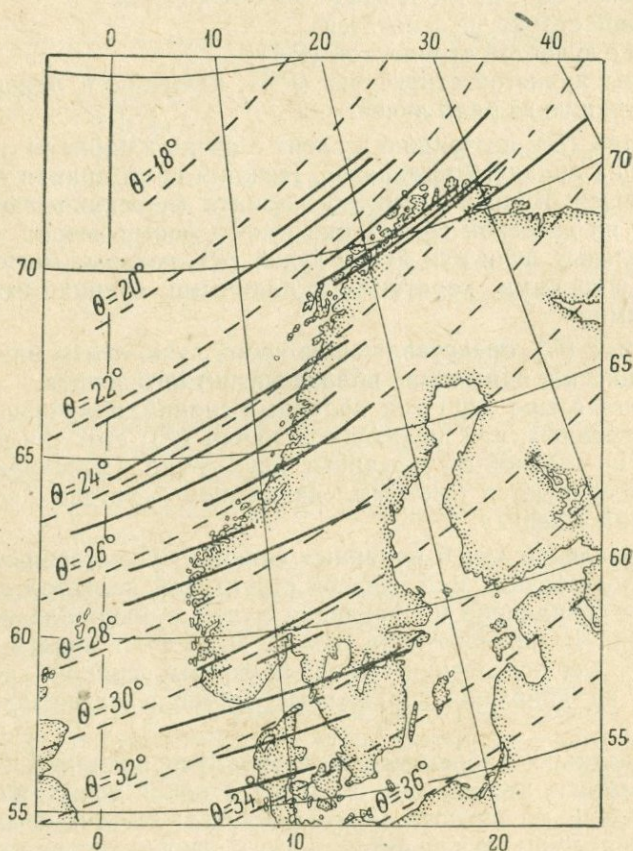


Рис. 160. Проекция дуг полярных сияний на поверхности Земли.

Как видно, совпадение точки схождения лучей с магнитным зенитом наблюдается в пределах точности самих наблюдений.

Бегард [197], изучая структуру и распределение света вдоль пучка лучей, пришел к заключению, что лучи всегда следуют направлению силовых линий и точка их пересечения соответствует геомагнитному полюсу, который может перемещаться благодаря появлению во время сильных полярных сияний добавочного магнитного поля, образуемого кольцевыми токами вокруг Земли.

Если лучи распространяются по направлению магнитных силовых линий, т. е. магнитным меридианам, то дуги располагаются по магнитным параллелям. На рис. 160 показано положение проекций дуг на земной поверхности, определяемых по двум одновременным снимкам. Можно видеть, что действительно дуги очень близко следуют магнитным параллелям.

**3. Высота полярных сияний.** Высоту и положение полярных сияний в пространстве можно определить путем одновременно наблюдения координат (высоты и азимута) их в двух точках, расстоянии между которыми известно.

Первые определения этим методом были сделаны более 200 лет назад, и с тех пор они повторялись многими исследователями, которые давали высоту в пределах от 80 до 200 км. Однако точные определения высоты полярных сияний стали возможными с введением фотографического метода.

Этот метод был впервые применен Штёрмером [185] на обсерватории в Боссекопе в Лапландии в 1910 г., а в 1913 г. в Осло. Он состоит в следующем. На двух одновременно работающих станциях, имеющих телефонную связь, производится фотографирование полярных сияний на киноплёнку. На плёнке, помимо сияний, фотографируются звезды. Определяя на обеих плёнках положение полярного сияния среди звезд и зная расстояние между станциями и его азимут, можно с достаточной точностью определить положение сияний в пространстве и вычислить высоту сияний. Длина базиса, или расстояние между станциями в 1910 г., было всего лишь 4,5 км, а в 1913 г. она доходила до 27,5 км, что дало возможность произвести более точные определения.

Благодаря короткой экспозиции (полсекунды и меньше) этот метод позволил наблюдать не только спокойные сияния, но и быстропульсирующие.

Результаты первых определений в 1910—1913 гг. показали, что высота полярных сияний лежит в пределах от 87 до 350 км, при этом наблюдаются два максимума повторяемости их на высоте 101 и 106 км.

Эти результаты были подтверждены в 1920 г. на обсер-

ватории в Гольде [199] более систематическими определениями верхней и нижней границы различных типов полярных сияний.

Результаты этих определений представлены на рис. 161 в виде кривых, показывающих вероятность появления нижней границы сияний на той или иной высоте. Эти кривые ясно демонстрируют, что наиболее часто нижняя граница сияний появляется на высоте 100—106 км.

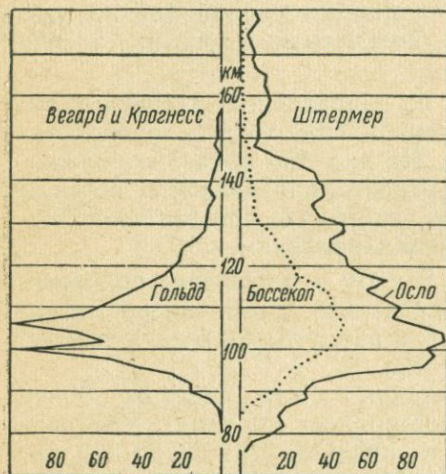


Рис. 161. Частота появления полярных сияний на различных высотах.

места, для форм же лучевой структуры средняя высота увеличивается от зоны полярных сияний (см. ниже) к более низким

За период с 1910 г. до настоящего времени были проделаны тысячи определений высоты и положения полярных сияний в пространстве. Этот материал позволил сделать следующие выводы: спокойные формы полярных сияний, диффузные дуги, ленты и пульсирующие площади имеют в среднем нижнюю границу на меньшей высоте, чем ясно выраженные лучевые структуры; далее, средняя высота нижней границы спокойных форм и драпри почти не зависит от широты

Таблица 32

Тип полярных сияний	Гольде ( $\varphi = 69^{\circ}56'$ , $\lambda = 62^{\circ}55'$ )		Тромсо ( $\varphi = 69^{\circ}40'$ , $\lambda = 16^{\circ}57'$ )		Осло ( $\varphi = 60^{\circ}0'$ , $\lambda = 10^{\circ}40'$ )	
	Высота, км	Число наблюдений	Высота, км	Число наблюдений	Высота, км	Число наблюдений
Лучи . . . . .	113,2	61	117,0	127	146,9	119
Драпри . . . . .	109,8	409	112,9	1039	—	—
Драприобразные дуги . . . . .	106,6	888	106,7	1175	100,0	150
Пульсирующие площади . . . . .	106,0	160	107,3	66	—	—
Диффузные дуги . . . . .	109,1	409	—	—	118,5	201

широтам. Результаты измерений нижней границы различных форм полярных сияний, произведенных в различных обсерваториях, приводятся в табл. 32.

Верхняя граница различных типов полярных сияний лежит в пределах от 140 до 250 км. Наиболее длинными являются сияния в форме лучей. Так, средняя высота верхней границы некоторых форм следующая: лучи — 250 км, драпри — 176,3 км, драприобразные дуги — 174,4 км, диффузные дуги — 143,3 км.

Таким образом, протяженность по вертикальному направлению для лучей составляет 137 км, для драпри — 68 км и для диффузных дуг — 34 км.

Однако наблюдаются полярные сияния в форме лучей, нижняя граница которых доходит до нескольких сот, а верхняя до тысячи километров. Так, Штёрмером [185] зарегистрированы на фотограмме в сентябре 1926 г. в г. Осло сияния, у которых нижняя граница лежала в пределах от 200 до 400 км, а верхняя — от 1000 до 1100 км.

При фотографировании обычными камерами удается заснять лишь небольшой участок неба, что ограничивает возможность одновременного определения высоты сияний в различных участках неба и различных форм сияний.

Методика фотографирования сияний значительно расширила свои границы, когда А. И. Лебединским [51] был предложен новый способ фотографирования всего небесного свода. Идея этого способа заключается в том, что при помощи выпуклого алюминированного зеркала, располагаемого горизонтально, проектируется весь небесный свод на главную фокальную плоскость

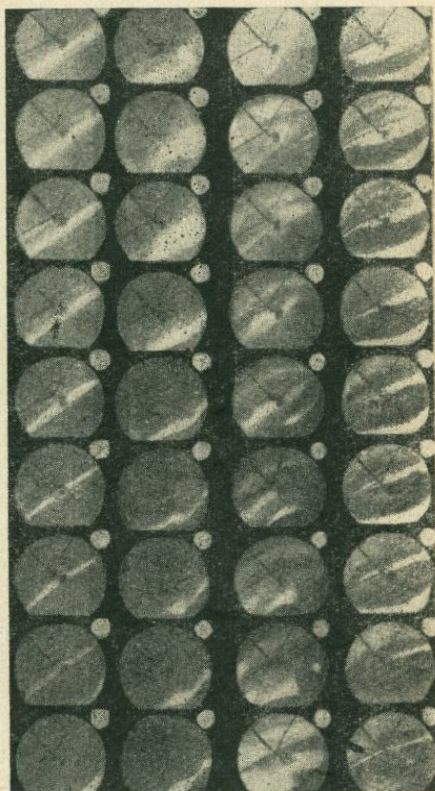


Рис. 162. Фотография полярного сияния через определенные промежутки времени с помощью камеры А. И. Лебединского.

этого зеркала. Кинокамера, устанавливаемая над зеркалом, фотографирует эту проекцию.

На рис. 162 показана фотография полярного сияния, снятая при помощи такой камеры через определенные промежутки времени.

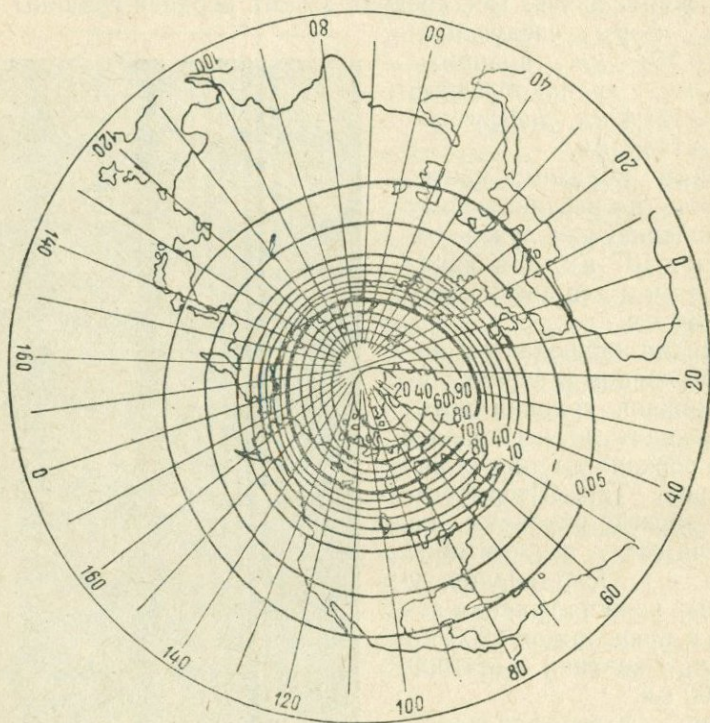


Рис. 163. Карта изохазм по Вестину.

**4. Географическое распределение полярных сияний.** Как указывалось выше, полярные сияния наблюдаются не только в полярных областях, но спускаются и в средние широты и даже ниже. Так, например, в 70-х годах прошлого столетия полярное сияние распространилось до Египта и даже до Индии. Однако частота появления сияний (число сияний за год) в средних и низких широтах очень мала, тогда как в высоких широтах сияния наблюдаются почти ежедневно. Еще в 1881 г. Фритцем [140] была составлена карта изолиний повторяемости полярных сияний (изохазм), которая показывала, что наиболее часто сияния происходят в области, отстоящей от геомагнитного полюса на расстояние около  $70^\circ$ . Эта зона получила название *зоны максимума полярных сияний*.

За 60 лет со дня опубликования этой карты накопился огромный материал по наблюдениям полярных сияний, что позволило в 1944 г. Вестину [200] построить новую карту изохазм (рис. 163), которая в основном повторяет карту 1881 г. Такая же зона максимума полярных сияний существует вокруг южного геомагнитного полюса. Впервые положение южной зоны было определено Я. И. Фельдштейном [78] и С. В. Гартлейном [141] из наблюдений за время МГГ. На рис. 164 показаны положения этой зоны по данным этих авторов, а также по определению Ф. Бонда и Ф. Джэке [101].

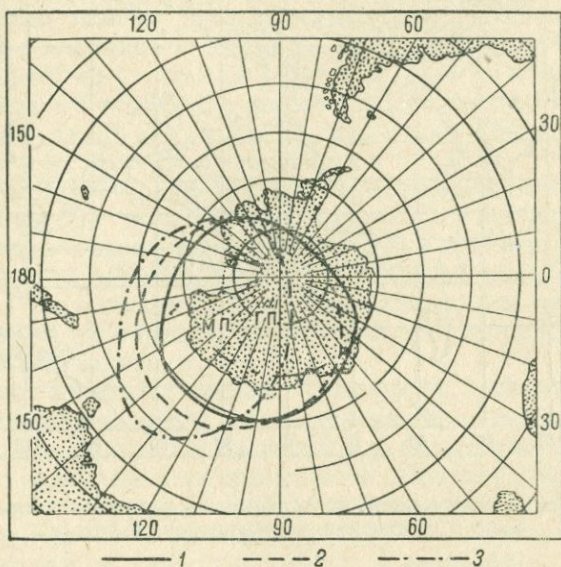


Рис. 164. Зона максимальной повторяемости полярных сияний в южном полушарии.

1 — по Фельдштейну; 2 — по Гортлейну; 3 — по Бондо и Джэке. ГП — геомагнитный полюс; МП — магнитный полюс.

На рис. 163 значения изохазм приведены в условных единицах — в процентах по отношению к максимальной зоне.

На рис. 165 дана карта земного шара, на которой приведены границы северной и южной зоны максимальной повторяемости и геомагнитный экватор, соответствующий однородному намагничиванию Земли.

Следует указать, что положения зон полярных сияний, отмеченных на картах изохазм, являются некоторыми средними за большой промежуток времени, так как зоны полярных сияний подвержены суточным, сезонным и 11-летним вариациям. Так,

по наблюдениям Штермера [186] зимой зона сияний ближе к полюсу, чем летом. Дэвис [91], по данным Канадских станций, пришел к выводу, что во время максимума солнечной деятельности зона в северном полушарии располагается на  $3^\circ$  южнее, чем во время минимума.

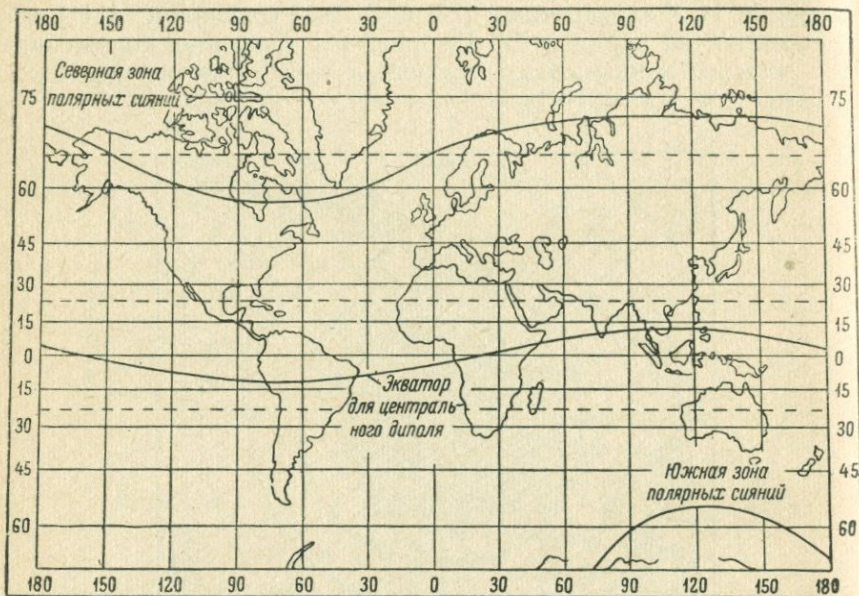


Рис. 165. Зоны максимальной повторяемости полярных сияний на земном шаре и положение геомагнитного экватора.

Альфвен [127], Я. И. Фельдштейн [78] и др. установили, что в вечерние часы зона отходит от полюса несколько дальше, чем в утренние, и этим доказали наличие солнечной вариации.

Помимо указанных зон полярных сияний, в настоящее время установлено наличие «вторых» или дополнительных зон, расположенных на геомагнитной широте  $75-76^\circ$ . Впервые на это было указано в 1954 г. А. П. Никольским [58] и окончательно подтверждено Я. И. Фельдштейном [78] по наблюдениям в советской Арктике.

Укажем на некоторые сильнейшие полярные сияния за последние 100 лет. Наиболее сильное из них произошло 4 февраля 1872 г., когда оно было видно в Бомбее ( $\varphi = 19^\circ N$ ) на расстоянии  $80^\circ$  от магнитного полюса. Магнитный зенит этого сияния наблюдали в Афинах. Южное сияние одновременно наблюдалось на широте  $\varphi = 20^\circ S$ , на расстоянии  $72^\circ$  от земного магнит-

ного полюса. Следующее интенсивное сияние наблюдалось 14—15 мая 1921 г., когда южное сияние достигло островов Самоа ( $\varphi = 18,8^\circ S$ ). Эти сияния сопровождались сильными магнитными бурями.

Сильные сияния наблюдались также в апреле 1938 г.

**5. Суточное распределение полярных сияний.** Наблюдая ежедневно полярные сияния, можно заметить, что в течение суток они появляются не случайно, а имеют тенденцию группироваться около некоторого момента времени. Так, наблюдения во время первого международного полярного года 1882—1883 гг. показали, что сияния в форме лучей, драпри и короны имеют ясно выраженный максимум в вечерние часы и более слабый в утренние. При этом на разных станциях, в зависимости от географических координат, моменты максимального появления сияний по местному времени различны. Так, на станции Босскоп ( $\varphi = 69,57$  и  $\lambda = 23,15 E$ ) этот максимум приходится по местному времени на 21 час 25 мин, а на станции Форт-Пе ( $\varphi = 62,39$ ,  $\lambda = 115,49 W$ ) на момент 24 час 00 мин.

Однако если за время принять не местное солнечное, а местное магнитное, то моменты максимального появления сияния будут одинаковыми для всех станций и соответствующими 23 ч магнитного времени. При этом под «магнитным временем» понимается угол между плоскостью, проходящей через магнитную ось Земли и Солнца, и плоскостью, проходящей через ту же ось и данную станцию.

**6. Спектр полярных сияний.** Спектрографирование полярных сияний вследствие малой их интенсивности требует особых спектрографов с большой светосилой и продолжительной экспозицией, исчисляемой десятками часов. Поэтому долгое время нельзя было отождествить наблюдаемые несколько линий с линиями того или иного элемента. В 1912 г. Л. Вегарду [198] удалось с помощью такого спектрографа и экспозиции, продолжавшейся в течение месяца, получить 33 линии.

Дальнейшее исследование показало присутствие в спектре полярных сияний целого ряда линий как в видимой, так и в инфракрасной и ультрафиолетовой областях. Среди этих линий наиболее интенсивной является линия с длиной волны  $\lambda = 0,55735$  мкм. Эта линия не соответствует ни одной из наблюдаемых в лабораторных условиях.

Так как эта линия наблюдается не только в спектре полярных сияний, но и в спектре свечения ночного неба, то это дало повод Вегарду высказать предположение о наличии в высоких слоях атмосферы слоя твердых кристаллических частиц азота, которые при бомбардировке их электронами люминесцируют и излучают эту линию.

Однако позднее удалось получить зеленую линию

$\lambda=0,5577$  мкм в лабораторных условиях от одноатомного кислорода и тем самым разрешить проблему происхождения этой линии в спектрах полярных сияний и ночного неба.

Из других наиболее ярких линий следует отметить линии с длинами волн  $\lambda=0,3914$ ,  $0,4278$ ,  $0,4708$  и  $0,5225$  мкм, принадлежащие ионизированной молекуле азота ( $N_2^+$ ), и линии  $\lambda=0,3997$  и  $0,4059$  мкм, принадлежащие нейтральной молекуле азота.

Открытие зеленой линии в спектре одноатомного кислорода позволило предсказать три красные линии кислорода с длинами волн  $0,6300$ ,  $0,6364$  и  $0,6392$  мкм, из которых две были обнаружены в спектре полярных сияний.

Таким образом, полярные сияния в основном являются свечением атомарного кислорода и молекулярного азота в нейтральном и ионизированном состояниях, из которых состоит ионосфера.

Неожиданным является факт наличия в спектрах сияний линий водорода  $H_\alpha$  ( $\lambda=0,6563$  мкм),  $H_\beta$  ( $\lambda=0,4861$  мкм) и  $H_\gamma$  ( $\lambda=0,4340$  мкм), присутствие которого в высоких слоях атмосферы считалось вряд ли возможным.

Однако за последние годы этот факт был подтвержден многими исследователями. Так, в Тромсе 3 XII 1951 г. серия спектрограмм показала не только наличие линий водорода, но и изменчивость их интенсивности с течением времени, в то время как интенсивность зеленой линии оставалась постоянной. А. Е. Веллер [32], исследуя спектры в зоне полярных сияний вблизи Мурманска, обнаружил появление линии  $H_\alpha$  в спектре «послесвечения», т. е. после вспышек лучистых форм сияний.

Другие исследователи Мейнел [167], Гартлейн [142] указывали, что линии водорода возникают на первой стадии развития сияний в нелучистых формах.

Поэтому в настоящее время можно с уверенностью говорить, что в высоких слоях атмосферы (ионосфере) помимо кислорода и азота присутствует и водород.

Таким образом, спектрокопия полярных сияний дает возможность определения химического состава ионосферы.

**7. Связь полярных сияний с магнитной и солнечной активностью.** Впервые связь между магнитными возмущениями и полярными сияниями была установлена еще в начале XVIII века, когда было замечено, что полярные сияния сопровождаются магнитными бурями.

Дальнейшие наблюдения полностью подтвердили это открытие, однако установить существующую функциональную связь между этими явлениями до сих пор не удалось. Все исследования в этом направлении сводились лишь к статистической корреляции, которая оказывалась всегда высокой. Так, регулярные наблюдения на магнитной обсерватории в бухте Тихой за пе-

Таблица 33

Интенсивность полярных сияний (характеристики)	Общее число случаев	Число случаев, когда магнитная характеристика была					Средняя магнитная характеристика
		0	1	2	3	4	
Слабые (1) . . . . .	186	16	114	46	7	3	1,3
Умеренные (2) . . . . .	76	3	27	32	9	5	1,8
Яркие (3) . . . . .	31	0	11	10	5	5	2,1
Очень яркие (4) . . . . .	10	0	3	2	2	3	2,5

риод октябрь 1922 г. — март 1933 г. позволили советским исследователям сопоставить магнитные характеристики 0—1—2—3—4 с полярными характеристиками 1—2—3—4. При этом поляр-



Рис. 166. Кривые магнитной активности, количества полярных сияний и число солнечных пятен в период 1890—1940 гг.

ная характеристика «единица» соответствует отсутствию сияний в этот день, двойка — наличию умеренных сияний, но без лучистой структуры, тройка — наличию ярких сияний лучистой структуры и четверка — очень ярких сияний. Результаты этих

сопоставлений сведены в табл. 33, показывающей число дней с соответствующими полярными и магнитными характеристиками.

Эти результаты в общем подтверждают отсутствие магнитных возмущений в те дни, когда полярных сияний не наблюдается, и появление их с появлением полярных сияний, хотя исключения и имеются. Средние же магнитные и полярные характеристики почти совпадают.

Так же как и магнитная активность, полярные сияния имеют тенденцию к 27-дневной повторяемости и, наконец, имеют 11-летний цикл максимального их появления. На рис. 166 показаны кривые числа солнечных пятен и числа дней в году с полярными сияниями, наблюдавшимися в период с 1890 по 1940 г. Рисунок показывает, что максимумы и минимумы кривых приходятся почти на одни и те же годы, что и указывает на тесную связь этих явлений.

Все это заставляет утверждать, что полярные сияния, магнитные возмущения и появление пятен на Солнце взаимно связаны друг с другом, и более того, полярные сияния и магнитные возмущения являются следствием появления пятен на Солнце.

Более подробно с явлениями и причиной полярных сияний можно познакомиться в обзорных статьях А. И. Оля [59], Б. А. Багаряцкого [9] и книге С. И. Исаева и Н. В. Пушкова [41].

---

## ГЛАВА XII

### ТЕОРИИ ПОЛЯРНЫХ СИЯНИЙ И МАГНИТНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ

#### § 1. Основные положения теории полярных сияний и магнитных возмущений

Тесная связь полярных сияний с магнитными возмущениями заставляет искать причины, которые были бы общими для обоих явлений. Выше отмечалось, что магнитная активность, которая является характеристикой магнитных возмущений, хорошо коррелируется с солнечной активностью. Поэтому все современные теории магнитных возмущений, представляющие одновременно и теории полярных сияний, исходят из предположения, что причиной их является энергия, излучаемая Солнцем.

Так как плотность энергии магнитного поля  $\omega$  выражается формулой

$$\omega = \frac{H_T^2}{8\pi},$$

то приращение ее  $d\omega$  при изменении напряженности поля  $H_T$  на малую величину  $dH_T$ , очевидно, будет

$$d\omega = \frac{H_T dH_T}{4\pi}.$$

Вычисления по этой формуле дают величину средней плотности энергии  $d\omega = 10^{-5}$  эрг/см<sup>3</sup>. Общая же величина энергии  $\Delta\omega$  получится умножением плотности ее на объем Земли и пространство вокруг Земли, что дает  $\Delta\omega = 3 \cdot 10^{22}$  эрг. Продолжительность бури, для которой производился расчет плотности энергии, составляла 28 час, поэтому, разделив величину полной энергии  $\Delta\omega$  на число секунд в 28 часах, получим приращение общей энергии магнитного поля Земли в течение одной секунды, равное  $3 \cdot 10^{17}$  эрг/сек. Энергия же, получаемая Землей от Солнца, составляет  $2 \cdot 10^{24}$  эрг/сек. Таким образом, на образование энергии магнитных бурь требуется ничтожная часть общей энергии, излучаемой Солнцем.

Причина же, почему эта часть энергии Солнца переходит в магнитную лишь в определенные моменты времени, связана с явлениями в активных областях Солнца, какими являются пятна, протуберанцы и т. п.

Наблюдения над солнечной поверхностью показывают, что в эти моменты интенсивность ультрафиолетового излучения заметно увеличивается, т. е. как будто бы увеличивается температура Солнца. Поэтому предполагается, что в периоды повышенной активности Солнца активные области, где имеются солнечные пятна, излучают интенсивную ультрафиолетовую радиацию и одновременно выбрасывают большое число заряженных частиц того и другого знака: электронов, ионов и др.

Так, например, если бы 0,0001 часть солнечной поверхности излучала, как черное тело, при абсолютной температуре  $30\,000^\circ$ , то солнечная постоянная увеличивалась бы на 0,74%, а энергия на волнах 0,35, 0,4, 0,5, 0,6 мкм соответственно увеличилась бы на 3,2, 1,7, 0,75 и 0,032%. Этой добавочной энергии было бы вполне достаточно для образования магнитных бурь.

Повторяемость магнитных возмущений через промежутки времени в 27 дней, равные периоду вращения Солнца, дала повод к предположению, что излучение от активных областей происходит или в форме узкого пучка, вращающегося вместе с солнечным диском, или же в форме периодически действующего широкого пучка. При этом следует признать, что в образовании магнитных бурь и полярных сияний принимает участие главным образом корпускулярное излучение Солнца, хотя были попытки считать основным источником их ультрафиолетовую часть солнечного спектра. Однако такие попытки не привели к положительным результатам, и поэтому теория полярных сияний, основанная на ультрафиолетовом излучении активных областей Солнца, в настоящее время потеряла свое значение.

## § 2. Теория полярных сияний Штёрмера

Тот факт, что полярные сияния происходят по преимуществу в высоких широтах, вблизи магнитного полюса, и направление лучей их совпадает с направлением силовых линий магнитного поля Земли, заставляет искать причину полярных сияний в движении зарядов в высоких слоях атмосферы под действием этого поля.

Оставляя пока открытым вопрос о том, каким образом и откуда появляются эти заряды, рассмотрим движение зарядов в магнитном поле Земли, имеющих начальную скорость  $v$ , предполагая, что заряды не взаимодействуют друг с другом. В таком случае задача сведется к рассмотрению движения одного заряда — электрона или протона.

Решение этой задачи, которое было дано Штёрмером [85] в начале текущего столетия, состоит в решении дифференциальных уравнений движения заряда в неоднородном магнитном поле диполя, каким является поле Земли. Таким образом, по существу вся теория Штёрмера сводится к решению задачи о движении электрона в магнитном поле диполя.

Уравнение движения заряженной частицы в магнитном поле имеет вид

$$m \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{e}{c} \left[ \frac{d\mathbf{r}}{dt} \mathbf{H} \right], \quad (12.1)$$

при этом  $e$  — заряд частицы;  $m$  — масса;  $r$  — радиус-вектор, проведенный из начала координат.

Если начало координат совместить с центром диполя, а ось  $z$  направить по оси диполя, магнитный момент которого  $\mathbf{M}$ , то напряженность поля  $\mathbf{H}$  выразится, согласно (1.60), как

$$\mathbf{H} = \frac{3Mz}{r^5} \mathbf{r} - \frac{\mathbf{M}}{r^3}.$$

Вследствие этого уравнение (12.1) примет вид

$$\frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = \frac{Me}{mcr^5} \left[ \frac{d\mathbf{r}}{dt} \left( 3z\mathbf{r} - r^2 \frac{\mathbf{M}}{M} \right) \right].$$

Вводя новую переменную  $ds = v dt$ , где  $v$  — скорость движения заряда, и обозначая  $\frac{Me}{mcv} = k^2$ , получим следующие три

уравнения в скалярном виде:

$$\frac{1}{k^2} \frac{d^2 x}{ds^2} = \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \cdot \frac{dy}{ds} - \frac{3yz}{r^5} \frac{dz}{ds},$$

$$\frac{1}{k^2} \frac{d^2 y}{ds^2} = \frac{3xz}{r^5} \frac{dz}{ds} - \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \frac{dx}{ds},$$

$$\frac{1}{k^2} \frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{3z}{r^5} \left( y \frac{dx}{ds} - x \frac{dy}{ds} \right).$$

Умножим первое уравнение на  $x$ , а второе на  $y$  и сложим их почленно, точно так же умножим первое уравнение на  $y$ , а второе на  $x$  и вычтем одно из другого. В результате таких операций получим новую систему уравнений:

$$\frac{1}{k^2} \left[ x \frac{d^2 x}{ds^2} + y \frac{d^2 y}{ds^2} \right] = \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \left[ x \frac{dy}{ds} - y \frac{dx}{ds} \right],$$

$$\frac{1}{k^2} \left[ y \frac{d^2 x}{ds^2} - x \frac{d^2 y}{ds^2} \right] = \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \left[ y \frac{dy}{ds} + x \frac{dx}{ds} \right] -$$

$$- \frac{3z}{r^5} \frac{dz}{ds} (x^2 + y^2),$$

$$\frac{1}{k^2} \frac{d^2 z}{ds^2} = \frac{3z}{r^5} \left( y \frac{dx}{ds} - x \frac{dy}{ds} \right). \quad (12.2)$$

Спроектируем вектор  $r$  на плоскость  $xy$  и обозначим проекцию его через  $R$ . Тогда  $x = R \cos \varphi$ ,  $y = R \sin \varphi$ , где  $\varphi$  — угол между  $R$  и осью  $x$ . Дифференцируя эти выражения по  $s$  и произведя вычитание и сложение производных после умножения их на  $y$  и  $x$  и затем на  $x$  и  $y$ , получим:

$$x \frac{dy}{ds} - y \frac{dx}{ds} = R^2 \frac{d\varphi}{ds}, \quad x \frac{dx}{ds} + y \frac{dy}{ds} = R \frac{dR}{ds}.$$

Дифференцируя вторично по  $s$  и произведя такую же операцию сложения и вычитания, будем иметь:

$$x \frac{d^2 y}{ds^2} - y \frac{d^2 x}{ds^2} = \frac{d}{ds} \left( R^2 \frac{d\varphi}{ds} \right),$$

$$x \frac{d^2 x}{ds^2} + y \frac{d^2 y}{ds^2} = R \frac{d^2 R}{ds^2} - R^2 \left( \frac{d\varphi}{ds} \right)^2.$$

Постоянную  $k$  можно положить равной единице, что равносильно тому, что все длины измеряются в единицах  $k$ .

Подставляя эти значения сумм и разностей в уравнение (12.2) и полагая  $k=1$ , получим

$$\frac{\partial^2 R}{\partial s^2} = R \left( \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right)^2 + R \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \cdot \frac{\partial \varphi}{\partial s},$$

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( R^2 \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right) = - \frac{3zR^2}{r^5} \frac{\partial z}{\partial s} + R \frac{3z^2 - r^2}{r^5} \frac{\partial R}{\partial s},$$

$$\frac{\partial z^2}{\partial s^2} = - \frac{3z}{r^5} R^2 \frac{\partial \varphi}{\partial s}. \quad (12.3)$$

Принимая во внимание, что  $r^2 = R^2 + z^2$ , легко показать справедливость следующих уравнений:

$$\frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{R^2}{r^3} \right) = - \frac{3zR^2}{r^5}, \quad \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{R^2}{r^3} \right) = R \frac{3z^2 - r^2}{r^5}. \quad (12.4)$$

Поэтому второе уравнение предыдущей системы приводится к виду

$$\frac{\partial}{\partial s} \left( R^2 \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right) = - \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{R^2}{r^3} \right) \frac{dz}{ds} - \frac{\partial}{\partial R} \left( \frac{R^2}{r^3} \right) \frac{\partial R}{\partial s}, \quad (12.5)$$

или после интегрирования

$$R^2 \frac{\partial \varphi}{\partial s} = - \left( 2\gamma + \frac{R^2}{r^3} \right), \quad (12.6)$$

где  $\gamma$  — постоянная интегрирования, меняющаяся в пределах от  $-\infty$  до  $+\infty$ .

Заменив производную  $\frac{\partial \varphi}{\partial s}$  в первом и третьем уравнениях системы (12.3) из уравнений (12.5) и (12.6), получим

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 R}{\partial s^2} &= \left( \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \right) \left( \frac{2\gamma}{R^2} + \frac{3R^2}{r^5} - \frac{1}{r^3} \right), \\ \frac{\partial^2 z}{\partial s^2} &= \left( \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \right) \frac{3Rz}{r^5}. \end{aligned} \quad (12.7)$$

Далее, так как  $ds$  представляет элемент дуги траектории частицы, то, воспользовавшись его выражением

$$ds^2 = dR^2 + dz^2 + R^2 d\varphi^2,$$

можем написать

$$1 - R^2 \left( \frac{\partial \varphi}{\partial s} \right)^2 = \left( \frac{\partial R}{\partial s} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial s} \right)^2,$$

или, заменяя  $\frac{\partial \varphi}{\partial s}$  из уравнения (12.6),

$$\left( \frac{\partial R}{\partial s} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial s} \right)^2 = 1 - \left( \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} \right)^2 = Q. \quad (12.8)$$

Нетрудно показать, что правые части уравнения (12.7) представляют соответственно частные производные по  $R$  и  $z$  от функции  $\frac{1}{2}Q$ ; поэтому систему уравнений (12.7) можно заменить системой:

$$\frac{\partial^2 R}{\partial s^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial Q}{\partial R}, \quad \frac{\partial^2 z}{\partial s^2} = \frac{1}{2} \frac{\partial Q}{\partial z}, \quad (12.9)$$

$$Q = \left( \frac{\partial R}{\partial s} \right)^2 + \left( \frac{\partial z}{\partial s} \right)^2. \quad (12.10)$$

Следовательно, интегрирование системы уравнений (12.2) сводится к интегрированию уравнений (12.9) и (12.10).

Из уравнений (12.9) видно, что они определяют траекторию движения заряда в плоскости, проходящей через ось  $z$  и радиус-вектор  $R$ . Уравнение же (12.10) определяет вращение этой плоскости как целого вокруг оси  $z$ .

Таким образом, задача по определению движения заряда в пространстве сводится к двум задачам: определению движения его в плоскости  $zR$  и вращении этой плоскости вокруг оси  $z$ .

Однако, не решая задачи, а пользуясь свойствами функции  $Q$ , легко найти те области пространства, в которых может двигаться заряд.

Так как, согласно уравнению (12.10),  $Q$  не может принимать отрицательных значений, то координаты заряда должны всегда удовлетворять уравнению

$$\frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3} = p, \quad (12.11)$$

где  $p$  — число, по абсолютной величине меньшее единицы, т. е.  
 $-1 < p < 1$ .

Следовательно, для каждого значения произвольной постоянной  $\gamma_h$  имеется область пространства, ограниченная с одной стороны поверхностью, получающейся путем вращения кривой, определяемой уравнением

$$\frac{2\gamma_h}{R} + \frac{R}{r^3} = 1,$$

и такой же поверхностью, определяемой уравнением

$$\frac{2\gamma_h}{R} + \frac{R}{r^3} = -1.$$

Это пространство, из которого заряд при данном  $\gamma_h$  не может выйти, Штёрмер обозначил  $Q_\gamma$ .

Кривую, определяемую уравнением (12.11), можно представить в полярных координатах, если заменить в нем  $R = r \cos \psi$  и решить его относительно  $r$ , что дает

$$r = \frac{\gamma \pm \sqrt{\gamma^2 + p \cos^3 \psi}}{p \cos \psi}. \quad (12.12)$$

Штёрмер дал полный разбор этих кривых и соответствующих им областей. Выводы, к которому он пришел, заключаются в следующем. Если  $\gamma > 0$ , то ни один заряд не может проникнуть в область, лежащую вблизи диполя. Если  $\gamma < -1$ , то для каждого  $\gamma$  имеются две области, где могут двигаться заряды; одна из них лежит вне области диполя, так что заряды, приходящие из бесконечности, не достигают диполя, а вторая, узкая область, проходит через диполь. И, наконец, если  $-1 < \gamma < 0$ , то обе эти области сливаются в одну, и заряд, приходящий из бесконечности, может достичь диполя. На рис. 167 показан разрез этих областей меридиональной плоскостью (белые части рисунка) и те области, куда заряды не могут проникнуть (черные области).

Обращает на себя внимание особенность: при  $-1 < \gamma < 0$  вокруг диполя находится область, подобная тору, куда не может проникнуть заряд извне. Уравнение меридиональной кривой этого тора, очевидно, будет

$$r = \frac{-\gamma_1 + \sqrt{\gamma_1^2 + \cos^3 \psi}}{\cos \psi},$$

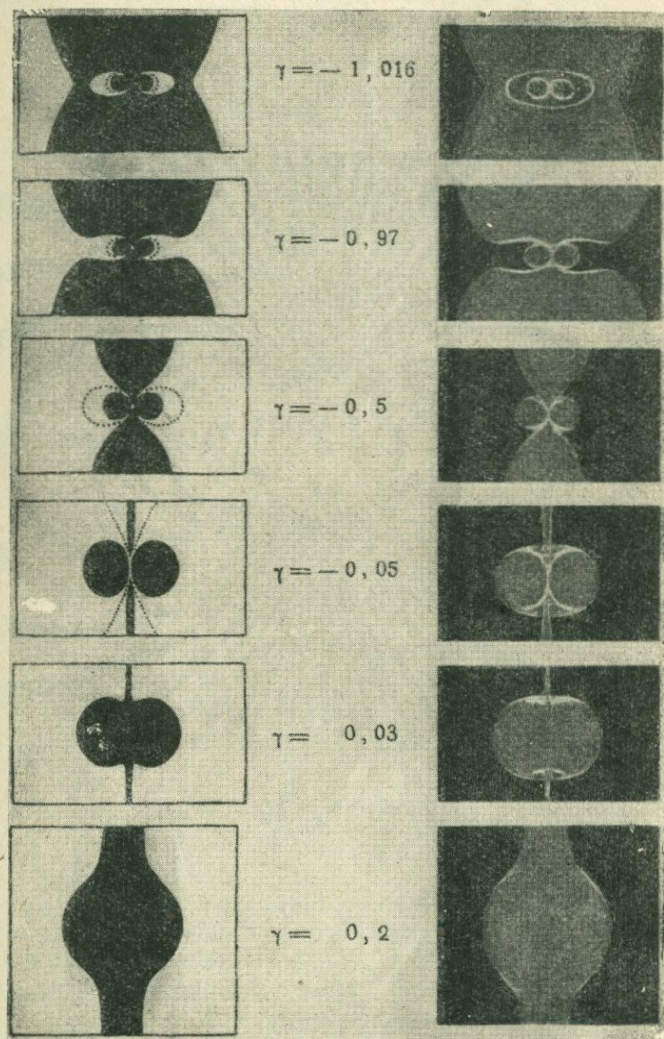


Рис. 167. Области Q, в которых могут двигаться электроны в магнитном поле Земли.

или, так как  $r$  всегда положительно,

$$r = \frac{\cos^2 \psi}{\gamma_1 + \sqrt{\gamma_1^2 + \cos^3 \psi}}$$

где  $\gamma_1 = -\gamma$ .

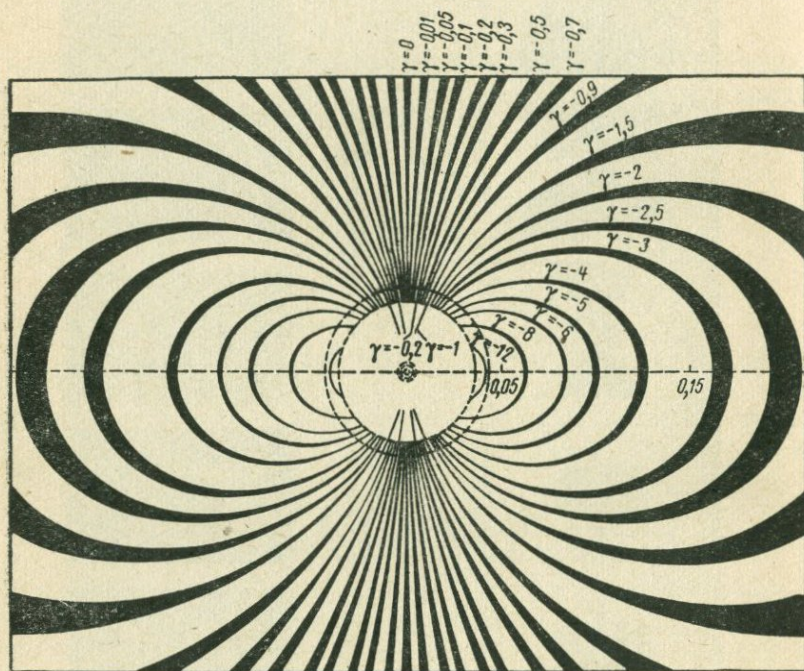


Рис. 168. Области  $Q$ , в которых могут двигаться электроны вблизи земного шара.

На рис. 168 показан меридиональный разрез областей вблизи диполя. Рассмотрение этих областей показывает, что для полярных сияний имеют значения лишь области, у которых  $-1 < \gamma < 0$ , так как, по предположению, заряды к Земле приходят от Солнца, т. е. практически из бесконечности.

Но для этих значений  $\gamma$  области  $Q_\gamma$  соприкасаются с Землей лишь в ограниченной части ее поверхности, вблизи северного и южного магнитных полюсов, как это можно видеть на рис. 169. Эта часть поверхности Земли ограничена кругом, который является результатом сечения поверхности атмосферы поверхностью тора, определяемого уравнением

$$r = k \frac{\cos^2 \psi}{1 + \sqrt{1 + \cos^3 \psi}}. \quad (12.13)$$

Здесь множитель  $k = \sqrt{\frac{Me}{mco}}$  поставлен, чтобы выразить  $r$  в сантиметрах.

Пусть этот тор пересекает окружность верхних слоев атмосферы в точке  $P$  (рис. 169). Обозначим расстояние от центра Земли до точки  $P$  через  $\Delta$ , а угол  $ZOP$  через  $\theta$ , тогда из уравнения (12.13) получим

$$\Delta(1 + \sqrt{1 + \sin^2 \theta}) = k \sin^2 \theta,$$

откуда

$$k^2 \sin^2 \theta - \Delta^2 - 2k\Delta = 0,$$

и, следовательно,

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{2\Delta}{k} + \frac{\Delta^2}{k^2}}.$$

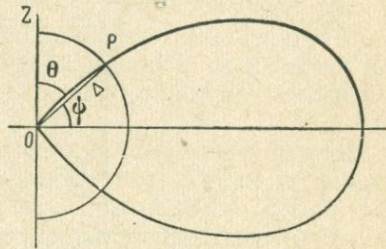


Рис. 169. К выводу формулы для полярного расстояния зоны полярных сияний.

Так как  $\Delta$  практически мало по сравнению с  $k$ , то, пренебрегая высшими степенями, получим

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{2\Delta}{k}}.$$

Штёрмер нашел, что значение  $k$  для  $\beta$ -лучей радиуса составляет от  $1,4 \cdot 10^6$  до  $2,2 \cdot 10^6$  км, для катодных лучей — от  $4,0 \cdot 10^6$  до  $8,9 \cdot 10^6$  км и для  $\alpha$ -лучей — от  $1,4 \cdot 10^5$  до  $1,7 \cdot 10^5$  км.

Отсюда значения угла  $\theta$  будут для  $\beta$ -лучей от 4 до 6°, для катодных лучей — от 2 до 4° и для  $\alpha$ -лучей — от 16 до 19°, т. е. наибольшее отклонение частиц от магнитного полюса составляет 19°, тогда как максимальная зона полярных сияний отстоит от полюса на 23° и спускается при сильных магнитных бурях до 30, 40 и даже до 50°. Такое противоречие теоретических выводов наблюдаемым фактам можно обойти, если предположить существование кругового тока в плоскости магнитного экватора на расстоянии нескольких радиусов земного шара. Этот ток уменьшает напряженность магнитного поля Земли и тем самым уменьшает значение  $k$ . При сильных магнитных бурях этот ток возрастает, вследствие чего зона полярных сияний расширяется.

Возвращаясь к рассмотрению системы уравнений (12.9), следует отметить, что они не интегрируются в простейших функциях и требуют для своего решения приближенных методов. Однако, не прибегая к их решению, можно сделать неко-

торые заключения о виде траектории в меридиональной плоскости  $zR$ . Действительно, если переменную  $s$  отождествить со временем, то  $Q$  будет представлять собой силовую (потенциальную) функцию. Поэтому, нанеся на плоскость уровенные линии  $Q$  через одинаковые промежутки, мы можем построить направление сил, действующих на заряд. Легко видеть, что когда  $\gamma$  становится отрицательным, сила равна нулю в точке

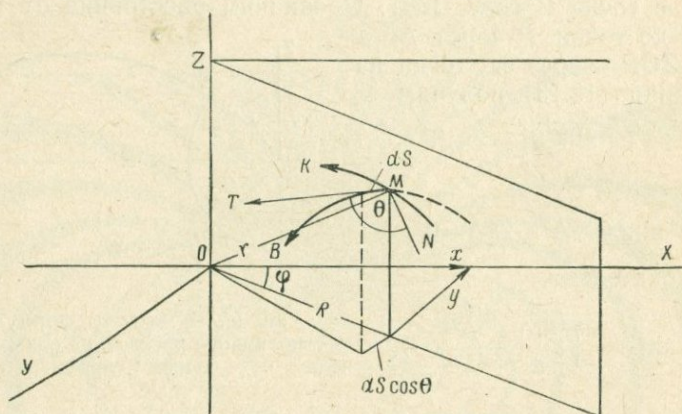


Рис. 170. К выводу уравнения, связывающего траектории движения электрона в пространстве и в меридиональной плоскости.

$R = -\frac{1}{\gamma}$ ,  $z=0$ , а также на уровенной линии  $Q=1$ . Точка  $R = -\frac{1}{\gamma}$ ,  $z=0$  является двойной точкой уровенной линии. Благодаря такой механической интерпретации разбор траектории значительно упрощается.

Между траекториями в пространстве и траекториями в меридиональной плоскости  $zR$  существует простая геометрическая связь. Положим, что точка  $M$  (рис. 170) лежит одновременно на пространственной траектории  $B$  и на траектории  $K$  в плоскости  $zR$ , и пусть касательная  $T$  к кривой  $B$  в точке  $M$  составляет с нормалью к меридиональной плоскости  $N$  угол  $\theta$ . В таком случае проекция элемента дуги  $ds$  на нормаль  $N$  будет  $ds \cos \theta$ . С другой стороны, эта проекция, как нетрудно видеть, будет равна  $Rd\varphi$  и поэтому  $\cos \theta = R \frac{d\varphi}{ds}$ , откуда на основании (12.6)  $\cos \theta = \frac{2\gamma}{R} + \frac{R}{r^3}$ . Следовательно,  $\cos \theta$  — та же самая величина,

которую мы обозначили через  $p$ . Далее, вводя функцию  $Q$ , получим

$$\cos \theta = \pm \sqrt{1-Q}, \quad \sin \theta = \sqrt{Q}.$$

Отсюда следует, что если кривая  $k$  пересекает уровенную линию  $Q=0$ , то касательная к кривой  $B$  будет перпендикулярна к меридиональной плоскости. При этом, так как уровенных линий  $Q=0$  всегда имеются две, соответствующих значениям  $p=+1$  и  $p=-1$ , и одна из них лежит внутри линии  $Q=1$ , то при пересечении линии  $Q=0$  внутри  $Q=1$  направление движения заряда совпадает с направлением увеличивающихся  $\varphi$ , при пересечении же вне линии  $Q=1$  движение противоположно увеличению угла  $\varphi$ .

Однако для нахождения траектории движения заряда, помимо этих общих выводов, Штёрмеру потребовалось решение системы уравнений (12.9) и (12.10). Эти решения были произведены численным методом интеграции, в виде бесконечных рядов для  $r$  и  $\varphi$ . Так, для значений  $-1 < \gamma < 0$  и  $r < 0,2$ , т. е. вблизи диполя, были получены следующие выражения для  $r$  и  $\varphi$ :

$$r = \frac{\cos^2 \psi}{2\gamma} + \frac{3}{8} \frac{1}{(2\gamma)^5} \left[ \cos^{10} \psi + \cos^{12} \psi + \frac{15}{16} \cos^{14} \psi + \right. \\ \left. + \frac{27}{32} \cos^{16} \psi + \dots \right],$$

$$\varphi = -\frac{180}{\pi} \left[ \frac{3}{16} r^2 + \frac{9\gamma}{32} r^3 + \frac{453\gamma^2}{1024} r^4 + \dots \right].$$

Вид кривых, соответствующих этим уравнениям, для различных значений  $\gamma$  показан на рис. 171, представляющем проволочную модель путей заряженных частиц вблизи диполя.

На рис. 172 и 173 виден ряд траекторий, которые приходят из бесконечности в экваториальную плоскость; из них рис. 172 относится к случаям, когда  $\gamma < -1$ , а рис. 173 — к случаям, когда  $\gamma$  лежит в пределах от  $-1$  до  $-0,5$ . Как видно, все траектории, имеющие  $\gamma < -1$ , лежат вне круга, соответствующего  $\gamma = -1$ , траектории же, имеющие  $-0,5 > \gamma > -1$ , проникают внутрь этого круга и, следовательно, могут приблизиться к диполю.

Применяя результаты математических выводов непосредственно к полярным сияниям, можно сказать, что, помимо объяснения зоны полярных сияний, они дают также объяснение появлению сияний в ночные часы, так как заряды, приближаясь к Земле, огибают ее и выходят в атмосферу с противоположной стороны от Солнца. Точно так же можно объяснить и полярные сияния, наблюдаемые в дневные часы, которые соответствуют

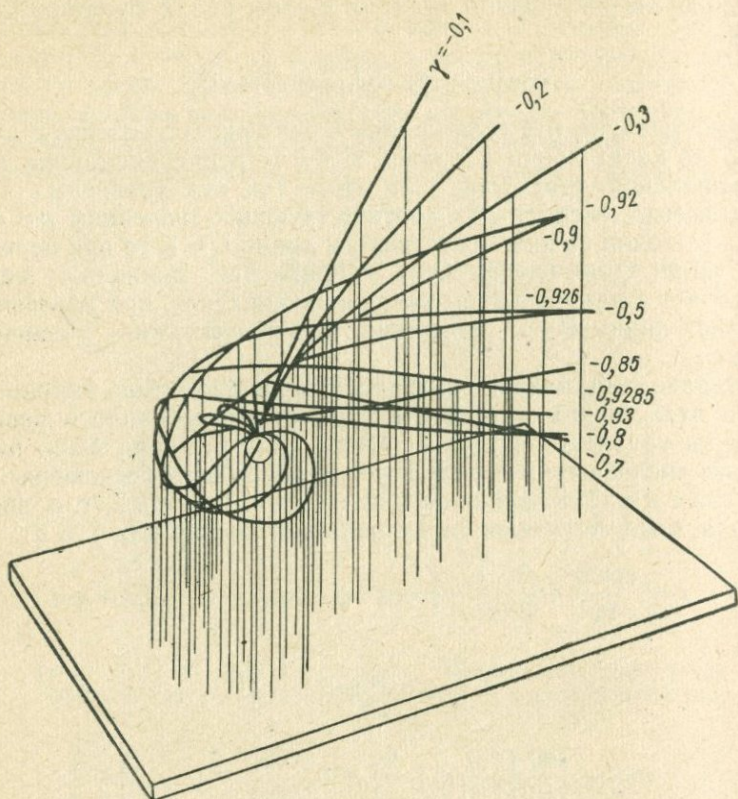


Рис. 171. Проволочная модель траектории электронов для различных значений  $\gamma$ .

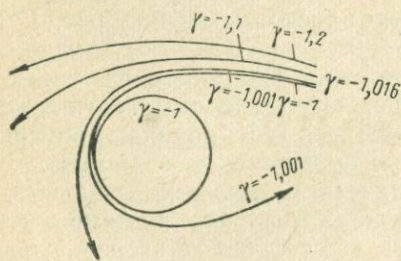


Рис. 172. Траектории электронов в экваториальной плоскости, когда  $\gamma < -1$ .

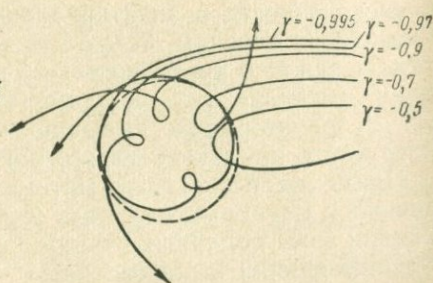


Рис. 173. Траектории электронов, когда  $-1 < \gamma < -0,5$ .

траекториям с малыми значениями  $\gamma$  или же со значениями от 0,93 до 1, когда траектории огибают Землю несколько раз.

Далее, результаты этих выводов дают правильное истолкование лучистым формам сияний. Действительно, в лучистых формах сияний наблюдаются быстрые и значительные изменения в интенсивности и положении сияния в течение короткого периода времени, особенно если имеют место драпри. Если предположить, что лучистые формы образуются узким пучком заряженных частиц, излучаемых Солнцем, то из всего потока частиц достигают Земли только те, которые составляют с направлением их и магнитной осью Земли определенный угол, а так как магнитная ось вследствие вращения Земли меняет свое направление по отношению к траектории частиц, то меняется и направление лучей, т. е. одни лучи исчезают, другие возникают. Однако дугообразные формы сияний по этой теории не находят своего объяснения.

Вычисления Штёрмера, проливая много света на образование полярных сияний, не смогли все же охватить всего комплекса явлений, наблюдаемых при их появлении. Точно так же они не смогли дать и функциональной связи между движениями зарядов вблизи диполя и магнитными возмущениями, указав лишь на качественную сторону этой связи, а именно: движущиеся заряды должны вызывать магнитное поле.

Так как математические выводы являются безупречными, то несовпадение их во многих случаях с наблюдаемым фактом объясняется несостоятельностью того предположения, что электроны при своем движении не взаимодействуют друг с другом.

Однако, принимая во внимание, что траектории зарядов, вычисленные Штёрмером, во многом совпадают с наблюдаемыми и, кроме того, подтверждаются непосредственными опытами, произведенными в разное время разными исследователями с катодными лучами, проходящими мимо намагниченного шара [99], [104], то, не отвергая математических построений и выводов, необходимо лишь заменить основную предпосылку об однородном невзаимодействующем пучке электронов другой, которая позволила бы в основном оставить математические выводы нетронутыми, но значительно дополненными и не противоречащими опытным данным. Первая из таких попыток принадлежит Чепмену и Ферраро [117], вторая — Альфвену [6].

### § 3. Физические причины солнечносуточной вариации

Солнечносуточная вариация, как указывалось, протекает наиболее интенсивно в дневные часы и характеризуется тем, что в предполуденные или в полуденные часы горизонтальная составляющая магнитного поля на экваторе и низких широтах

возрастает, а на широтах порядка  $60^\circ$ , наоборот, падает; вектора вариации сходятся в точке, находящейся на меридиане, соответствующем 11 часам местного времени и широте  $40^\circ N$ , и расходятся от точки на том же меридиане и широте  $40^\circ S$ . Картина вариации перемещается по Земле вслед за Солнцем. Регулярность вариации заставляет думать, что она связана с самим фактором вращения Земли вокруг Солнца.

Формально все указанные особенности вариации могут быть объяснены системой токов, изображенных на рис. 111 или 112, движущихся над поверхностью Земли вслед за Солнцем.

Вследствие этого теория суточных вариаций по существу сводится к установлению причин, приводящих к возникновению токовых систем. В качестве таких причин в разное время было предложено три механизма: динамодействие, т. е. наведение земным полем э. д. с. в движущихся воздушных массах, магнито-гравитационный дрейф и диамагнитное действие ионосферы. Динамотеория, предложенная впервые А. Шустером [181] и Б. Стюардом [184], дает наиболее естественное объяснение причины возникновения токовой системы, однако в течение долгого времени не могла быть развита, так как должна была опираться на знание характера ветров в верхних слоях атмосферы. Между тем трудность их наблюдения привела к тому, что и сейчас еще поведение ветров в ионосфере известно весьма приближенно. Появление теорий дрейфтока и диамагнитной преследовало прежде всего цель, обойти неподдающийся исследованию вопрос о ветрах.

Рассмотрим все три теории, начиная с последней.

1. **Теория, основанная на диамагнитном эффекте** [147]. Схождение векторов вариаций в точке на 11-часовом меридиане  $40^\circ N$  и расхождение их от аналогичной точки южного полушария может быть объяснено намагниченностью атмосферы снизу вверх в северном полушарии и сверху вниз — в южном. Для того чтобы это имело место, атмосфера должна обладать свойствами диамагнетика, и намагниченность ее должна быть максимальной над обеими указанными точками.

Оба предположения могут быть оправданы: заряженная частица, находясь в магнитном поле, движется по круговой орбите, радиус которой  $\rho$  определяется формулой (11.33), а угловая скорость  $\omega$  — (11.11). Движение заряженной частицы по круговой орбите с угловой скоростью  $\omega$  может быть уподоблено круговому току, величина которого  $I = \frac{e\omega}{2\pi}$ , а направление определится по правилу Ленца.

Так, если считать, что магнитное поле направлено вверх (рис. 174,а), то сила Лоренца, действующая от плоскости чертежа, заставит частицу с зарядом  $+e$  двигаться по часовой

стрелке, а ток, обтекающий контур в этом направлении, создает внутри контура вторичное поле, направленное вниз, т. е. в направлении, обратном первичному. То же самое произойдет и с частицей, имеющей заряд  $-e$  (рис. 174, б). Таким образом частицу, вращающуюся в магнитном поле  $H$ , можно рассматривать как элементарный диамагнетик, и поэтому первое из условий, необходимых для получения вариации, оказывается выполненным.

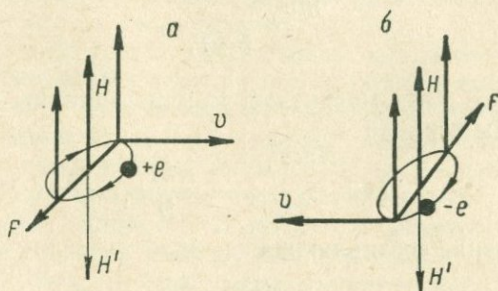


Рис. 174. Диамагнитный эффект при движении зарядов  $+e$  и  $-e$  в магнитном поле.

Нетрудно привести доводы и в пользу того, что намагниченность должна быть максимальной и на средних широтах в полуденное время, а именно: днем, вокруг «подсолнечной» точки, т. е. там, где на каждый  $1 \text{ см}^2$  земной поверхности падает наибольшее количество коротковолновой радиации Солнца, плотность ионизации, а следовательно и количество элементарных магнетиков, должны быть максимальными. Однако на экваторе силовые линии магнитного поля параллельны земной поверхности, в силу чего вертикальная составляющая намагниченности  $J_z$  должна быть равна нулю. В высоких широтах  $J_z$  также должна быть близкой к нулю из-за малой величины плотности ионизации. Вследствие этого максимальное значение  $J_{zm}$  должно иметь место на каких-то промежуточных широтах. В действительности оно наблюдается на широте  $30\text{--}40^\circ$  вблизи полуденного меридиана.

Для количественной оценки диамагнитного эффекта подсчитаем величину возникающей намагниченности. Магнитный момент частицы  $\mu$  равен произведению тока на обтекаемую им площадь, т. е.

$$\mu = \frac{e\omega}{2\pi c} \pi r^2. \quad (12.14)$$

Так как  $\omega r = v$ , а для радиуса кривизны ранее было получено выражение (11.33), то, подставляя его в (12.14), найдем

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2H}$$

Так как под  $v_{\perp}$  в (11.33) понималась проекция скорости на плоскость, перпендикулярную  $H$ , т. е. скорость частицы, движение которой ограничено двумя степенями свободы, то средняя энергия такого движения должна быть равна  $kT$ , где  $k$  — постоянная Больцмана, или

$$\frac{mv_{\perp}^2}{2} = kT.$$

Намагниченность, или магнитный момент единицы объема, при этом должна быть равна

$$J = \frac{Nmv_{\perp}^2}{2H} = \frac{NkT}{H},$$

и его вертикальная составляющая

$$J_z = \frac{NkT}{H} \sin I,$$

где  $I$  — угол наклона.

Так как горизонтальные размеры ионосферы велики по сравнению с ее толщиной, то при оценочных подсчетах можно ионосферу считать тонким двойным слоем с поверхностной плотностью магнитных моментов

$$\mu' = \frac{kT \sin I}{H} \int_0^h N dh. \quad (12.15)$$

Интеграл, стоящий справа, представляет собой полное число заряженных частиц в столбе высотой  $h$  и сечением в  $1 \text{ см}^2$ . Подставляя в эту формулу значения  $I=50^\circ$ , соответствующие широте  $30^\circ$ ,  $k=1,38 \cdot 10^{-16} \text{ эрг/град}$ ,  $T=2000^\circ$ ,  $\int_0^h N dh = 10^{14} \text{ частиц/см}^2$ ,

$H=0,4 \text{ э}$ , — получим

$$\mu' = 53 \text{ СГС.}$$

Так как магнитное поле двойного слоя эквивалентно полю замкнутого тока, то плотность двойного слоя в данной точке может быть заменена силой тока  $I$ , обтекающего эту точку, из соотношения

$$I = c\mu'.$$

Из рис. 111 и 112 можно было видеть, что сила тока, обтекающая точку на широтах  $30^\circ$ , имеет значение порядка  $6 \cdot 10^4$ —

—  $9 \cdot 10^4$  а, поэтому соответствующая ей плотность двойного слоя должна иметь величину

$$\mu' = 6 \cdot 10^3 - 9 \cdot 10^3 \text{ СГС.}$$

Как видно, действительная плотность  $\mu$  на два порядка выше требуемой теорией, несмотря на то, что при расчете приняты завышенные оценки температуры и концентрации частиц. Подсчет тем самым показывает, что диамагнитный эффект слишком мал, чтобы создать требуемую вариацию.

Приведенное здесь сопоставление диамагнетизма ионосферы с токовой системой выглядит несколько формально, и учителя могут возникнуть сомнения в законности этого сопоставления. Такие сомнения во всяком случае высказывались в процессе разработки теории. Так, например, И. Е. Таммом [71] и С. Чепменом [124] утверждалось, что диамагнетизм газа, в котором распределение скоростей подчиняется формуле Максвелла, не должен проявляться вообще, так как если в газе в отсутствие магнитного поля не было направленного движения, то оно не может возникнуть и под действием постоянного магнитного поля. Между тем только электрический ток, обусловленный направленным движением частиц, может дать какие-то магнитные эффекты.

Преодоление этого кажущегося противоречия состоит в том, что в газе отсутствует направленное движение лишь в случае постоянной его концентрации. Наличие неоднородностей и градиентов концентрации с неизбежностью должно привести к диффузии — перетеканию частиц из мест с большей концентрацией к участкам малой концентрации. Такая диффузия уже представляет собой направленное движение. При наличии магнитного поля, достаточно сильного, чтобы создать область длинных пробегов, радиальное движение, соответствующее диффузии, превратится в дрейф заряженных частиц вокруг области высокой концентрации. Этот дрейф, представляющий собой ток, обтекающий область высокой концентрации, и создает магнитное поле. Поэтому диамагнитную область над точкой на полуденном меридиане и широте  $30-40^\circ$  можно непосредственно связывать с током, обтекающим эту область из-за наличия градиента намагниченности, и по значению намагниченности можно подсчитать силу обтекающего тока. Таким образом, нет основания сомневаться в реальности описанного механизма, однако действие его недостаточно, чтобы объяснить наблюдаемую вариацию.

2. **Теория дрейфтоков.** Второй из механизмов, предложенный Чепменом [119] для объяснения токовой системы (рис. 111—112), основан на действии магнитно-гравитационного дрейфа.

Как указывалось в гл. II, заряженная частица, находящаяся в магнитном поле, под действием произвольной силы  $\mathbf{F}$  приобретает скорость, определяемую (11.35). В частности, если силой  $\mathbf{F}$  является сила тяжести  $\mathbf{F} = m\mathbf{g}$  и частица находится в области длинных пробегов, где отношение  $\frac{v}{\omega_H}$  мало, то средняя скорость

частицы, в соответствии с (11.40), будет состоять из двух компонент — вдоль силовой линии и в плоскости, перпендикулярной к ней. Движение частиц под действием силы тяжести вдоль силовой линии должно быть приостановлено соударениями, так как если бы этого не было, частицы упали бы на Землю.

Второй вид движения должен происходить в направлении, перпендикулярном как к силе тяжести, так и к напряженности магнитного поля, т. е. в горизонтальном направлении, перпендикулярно плоскости магнитного меридиана.

Скорость этого движения, согласно (11.35), равна

$$v = \frac{\omega_H}{\omega_H^2 + v^2} \frac{[gH]}{H},$$

или, подставляя значение  $\omega_H$  из (11.11) и вынося его за скобку,

$$v = \frac{cmg}{eH} \frac{\cos I}{1 + \left(\frac{v}{\omega_H}\right)^2}, \quad (12.16)$$

где  $I$  — угол наклона.

Скорость дрейфа направлена к востоку для положительных частиц и к западу — для отрицательных.

Очевидно, что такое движение эквивалентно току, текущему в восточном направлении. Сила тяжести, таким образом, должна создать в ионосфере ток в восточном направлении. Ввиду наибольшей концентрации заряженных частиц в экваториальной плоскости наибольшее развитие этот ток получит в экваториальной области. Наличие его над экваториальной областью должно привести к накоплению на восточной части освещенной полушарья, т. е. над вечерней стороной Земли положительных зарядов и над утренней — отрицательных. Вследствие этого появится разность потенциалов, которая вызовет ток с востока на запад над умеренными широтами. Предполагалось, что оба тока — восточный экваториальный и замыкающий его западный, протекающий над умеренными широтами, — создадут систему, аналогичную изображенной на рис. 111—112.

Количественная оценка показывает, что действие токов магнитно-гравитационного дрейфа хотя и существенно превышает диамагнитный эффект ионосферы, но все еще недостаточно для

образования токовой системы вариации. Действительно, плотность тока, вызываемая дрейфом, в соответствии с (12.16), должна быть

$$j = Nev = \frac{cNg}{H} \cos I \left[ \frac{m_e}{1 + \left(\frac{v_e}{\omega_e}\right)^2} + \frac{m_i}{1 + \left(\frac{v_i}{\omega_i}\right)^2} \right]. \quad (12.17)$$

Из этого выражения видно, что дрейф ионов ( $m_i$ ) может происходить лишь в области длинных пробегов, где отношение  $\frac{v_i}{\omega_i}$  мало, дрейф же электронов ( $m_e$ ) — во всей толще ионосферы. Для ионов область длинных пробегов, как было показано (табл. 29.30), находится на высотах, превышающих 150 км. Так как плотность тока пропорциональна массе частиц, то в выражении (12.17) электронной компонентой можно пренебречь, и тогда в области длинных пробегов

$$j = \frac{cNm_i g}{H} \cos I.$$

Погонная плотность тока  $j'$ , т. е. сила тока, протекающая над 1 см дуги меридиана в области экватора, где  $\cos I = 1$ , должна быть

$$j' = \frac{cm_i g}{H} \int_0^h N dh,$$

или, подставляя значение  $m_i = 2,6 \cdot 10^{-23}$  г,  $H = 0,3$  э,  $\int_0^h N dh = 10^{14}$ , получим

$$j' = 2,6 \cdot 10^5 \text{ СГС} = 8,6 \cdot 10^{-5} \text{ а/см}^2. \quad (12.18)$$

Магнитное поле, образуемое равномерным токовым слоем с плотностью  $j'$ , должно иметь значение

$$\delta H = \frac{2\pi j'}{c}.$$

Если учесть, что наблюдаемое поле вследствие наложения поля индуцированных токов примерно в 1,5 раза превышает внешнее, то наблюдаемое поле должно быть

$$\delta H = \frac{3\pi j'}{c}.$$

Подставляя вместо  $j'$  его значение (12.18), получим для наблюдаемой вариации на экваторе величину  $\delta H$  около 9γ. Между тем в действительности суточная вариация в зоне экватора порядка

100  $\gamma$ , а на расстоянии  $20^\circ$  порядка 30  $\gamma$ , т. е. в несколько раз превышает найденное здесь значение.

Таким образом, магнитное поле токов гравитационного дрейфа также оказывается недостаточным для образования вариации.

Теория дрейфтоков, так же как и теория диамагнитного эффекта, подвергалась критике, и было высказано [143] сомнение о реальности явления, на котором оно основано. Действительно, в процессе вывода мы отбросили первый член в (11.40), соответствующий движению частиц вдоль силовой линии, на том основании, что частицы не падают на Землю и их высота со временем не меняется. Это означает, что кроме силы тяжести имеется и обратная ей сила, вызываемая, например, градиентом парциального давления и проявляющаяся в виде соударений. Для получения полного значения скорости частиц следует в (11.40) вместо  $F = mg$  подставить сумму всех сил, действующих на частицу, и если имеется дополнительная сила, сводящая на нет действие силы тяжести, то, очевидно, этой силой будет уничтожен дрейф, вызванный силой тяжести.

Более подробное исследование вопроса, выполненное И. Е. Таммом [71], привело его к выводу, что такое возражение, однако, преодолимо, а именно: сила тяжести может быть уравновешена градиентом парциального давления только в случае, если газ находится в равновесном состоянии, и, следовательно, его плотность меняется по барометрической формуле. В случае ионосферы это не имеет места, так как концентрация с высотой меняется периодически — то падая, то возрастая. Поэтому градиент давления имеет на разных высотах различные знаки и, следовательно, не в состоянии компенсировать действие силы тяжести, почти не меняющейся с высотой. И. Е. Таммом указано, что введением поправки за действие градиента давления, по крайней мере качественно, можно объяснить такую особенность вариации, как экстремум в дополуденные часы.

Развитие представлений об электрических свойствах ионосферы позволяет высказать и дополнительные возражения против рассмотренных двух теорий.

Прежде всего, снижение проводимости ионосферы в вертикальном направлении, обусловленное ее границами, приводит, как мы видели, к возрастанию проводимости в горизонтальном направлении. Проводимость ионосферы  $\sigma_{yy}$  над экватором в восточном направлении, т. е. перпендикулярно магнитному полю, намного превышает проводимость  $\sigma_1$ . Как видно из табл. 29, 30, суммарная проводимость  $\int \sigma_{yy} dh$  на порядок выше суммарной проводимости  $\int \sigma_1 dh$ . Ионосфера над магнитным экватором поэтому должна действовать как весьма хороший проводник, что, судя по аномально высокой амплитуде вариаций в этом районе,

действительно и имеет место. Ширину участка высокой проводимости принято оценивать величиной  $\pm 3^\circ$  от экватора. Если в этой полосе проводимость на порядок превышает проводимость за пределами экваториального пояса, то суммарная проводимость экваториальной зоны должна быть сравнима с проводимостью участка в средних широтах шириной  $30^\circ$ , и влиянием экваториальной зоны на распределение токов пренебречь нельзя.

В то время как проводимость над экватором резко превышает проводимость в соседнем поясе широт, сила тока, вызванная гравитационным дрейфом, должна меняться сравнительно медленно. Распределение токов, обусловленное магнито-гравитационным дрейфом, поэтому может оказаться обратным изображенному на рис. 111—112, ток в восточном направлении, текущий по широкому широтному поясу, будет замыкаться по экваториальному поясу высокой проводимости.

Полный расчет токов с учетом реальной проводимости ионосферы не выполнялся, однако и приведенных выше оценок достаточно, чтобы считать, что токи гравитационно-магнитного дрейфа играют не главную роль в создании солнечносуточной вариации.

Имеется и еще одна причина, чтобы усомниться в возможности образования вариации, вызванной процессами в верхних частях ионосферы, т. е. в слоях  $F1$  и  $F2$ , а именно: известно, что при внезапных возмущениях ионосферы наибольшие изменения концентрации заряженных частиц возникают в нижних слоях ионосферы  $D$  и  $E$ , в то время как слои  $F1$  и  $F2$  оказываются сравнительно мало возмущенными. Вместе с тем скачок на магнитограмме, наблюдаемый в этот момент, носит характер внезапного усиления амплитуды  $S_q$ , и, следовательно, причину  $S_q$  следует связывать с процессами в нижних слоях ионосферы.

**3. Теория динамоэффекта.** Третьим возможным механизмом образования токов в ионосфере является динамоэффект, т. е. наведение главным магнитным полем Земли э. д. с. в движущихся массах проводящего воздуха. Так как проводимость в направлениях, перпендикулярных магнитному полю в области длинных пробегов, мала, то этот эффект характерен для области малых пробегов, т. е. для нижних частей ионосферы. В п. 1 было показано, что плотность тока, необходимого для создания вариации в  $20 \gamma$ , должна быть порядка  $j = 10^6$  СГС. Принимая распределение проводимости, приведенное в табл. 32, найдем, что суммарные проводимости  $S_1$  и  $S_2$  для всей толщи ионосферы составят

$$S_1 = \int_0^h \sigma_1 dh = 10^{13} \text{ СГС} \quad \text{и} \quad S_2 = \int_0^h \sigma_2 dh = 1,5 \cdot 10^{13} \text{ СГС};$$

при этом проводимость  $S_1$  центрируется на высоте порядка 150 км, а проводимость  $S_2$  — на высоте 120 км. Если электрическое поле  $E$  вызывается ветром на всех высотах ионосферы, то оно должно создать обе компоненты тока — как вдоль  $E$ , так и перпендикулярно к нему, причем первая будет максимальной на несколько больших высотах, чем вторая.

Оценим силу ветра, необходимую для создания требуемого тока. Так, чтобы иметь плотность тока  $j = 10^6$  СГС, требуется при проводимости порядка  $S_1 \approx 10^{13}$  СГС электрическое поле  $E \approx 10^{-7}$  СГС, а так как это значение связано со скоростью ветра соотношением  $E = \frac{1}{c} [vH]$ , то при  $H = 0,5$  э необходимо существование ветра со скоростью порядка 36 м/сек.

Возможность таких ветров не вызывает сомнений, так как сведения о них, полученные из наблюдений (за движением серебристых облаков, созданных ракетами, а также путем наблюдений за движением на Земле интерференционной картины, вызванной отражением радиоволны от ионосферных неоднородностей или радиоволнами от космических источников), дают скорости, лежащие чаще всего в пределах от 30 до 120 м/сек. Накопление научного материала о поведении ветров в ионосфере по существу еще только начинается. Установлено, что на высотах 80—120 км главную роль играет полусуточная гармоника, которая, как правило, в два и более раз превышает суточную. Точно так же установлено, что с высотой ветер может меняться весьма существенно. Данные о направлении ветров еще плохо согласуются с требованиями динамотеории, и завершение последней, по-видимому, будет возможно после накопления более полных и более определенных данных о поведении ветров.

Некоторые особенности суточной вариации тем не менее уже сейчас могут быть объяснены. Так, например, установлено, что амплитуда суточной вариации резко возрастает при приближении к магнитному экватору, достигая вблизи него в обсерватории Корор амплитуд 150—175 γ. Это аномальное возрастание находит свое объяснение в поведении проводимости в районе экватора, где силовые линии магнитного поля идут параллельно нижней границе ионосферы. Запрещение этой границей тока Холла приводит к тому, что проводимость  $\sigma_1$  возрастает, приближаясь к значению  $\sigma_0$ .

В последнем столбце табл. 29, 30 даны значения проводимости  $\sigma_{yy}$  в горизонтальном направлении, перпендикулярном меридиану в районе геомагнитного экватора. Интегрирование значений, приведенных в этом столбце, показывает, что суммарная проводимость, создаваемая  $\sigma_{yy}$ , должна быть около  $1,5 \cdot 10^{14}$  СГС, т. е. на порядок выше, чем значение суммарной проводимости  $\sigma_2$ ,

и более чем на порядок превышает суммарное значение  $\sigma_1$ . Это резкое возрастание проводимости и является причиной «экваториальной электроструи» на высотах между 100 и 120 км, замыкающей области с различными значениями потенциала, создаваемыми ветром.

На высотах ниже 150 км преобладающей является проводимость  $\sigma_2$ , и ток поэтому течет в направлении, близком к перпендикулярно к  $E$ . При возбуждении электрического поля ветром это можно понимать следующим образом. Для электронов, в силу того что они находятся в области длинных пробегов, сила Лоренца превышает силу давления ветра  $m_e v_e v$ , и поэтому электронный газ не увлекается ветром, оставаясь неподвижным относительно земного магнитного поля, а следовательно, и относительно Земли. Для ионов, наоборот, сила  $m_i v_i v$ , с которой на них действует ветер, значительно превышает силу Лоренца, и поэтому ионы увлекаются ветром, а конвективный перенос положительных зарядов создает ток, по направлению совпадающий с направлением ветра. Электрическое поле индукции  $E$  остается при этом, разумеется, перпендикулярным к ветру, а следовательно и току.

Несмотря на то, что проводимость  $\sigma_2$  превышает  $\sigma_1$ , главную роль в образовании токовой системы, видимо, все же играет  $\sigma_1$ , так как если какая-то причина, например ветер, приводит к накоплению зарядов в каком-то месте, то стекание зарядов и образование замкнутой системы токов может быть вызвано только проводимостью  $\sigma_1$ . Токи, создаваемые проводимостью  $\sigma_2$ , текут перпендикулярно  $E$ , и заряд ими поэтому не снимается.

#### § 4. О физических причинах возмущений

В § 1 гл. X указывалось, что по одному из предложенных во время МГГ вариантов классификации (классификации М. С. Боброва [17, 18]) возмущения магнитного поля могут быть подразделены на 4 вида: возмущения  $D_{st}$  и  $S$ , наиболее отчетливо наблюдаемые в высоких широтах и проявляющиеся в плавном понижении и последующем возрастании горизонтальной составляющей ( $D_{st}$ ) и в сравнительно кратковременном ее возрастании ( $S$ ). На широтах, близких к зоне максимальной повторяемости полярных сияний, наблюдаются возмущения другого типа, названные в классификации М. С. Боброва локальными ( $L$ ). Для еще более высоких широт, близких к геомагнитным полюсам, характерны возмущения, названные в этой классификации перманентными ( $P$ ). Если отбросить этот последний тип возмущений, то остальные три фигурировали и во всех ранее предлагавшихся классификациях. С. Биркелан-

дом [98], в частности, предлагалось подразделять бури на отрицательные и положительные мировые, отрицательные и положительные полярные и цикломедианные. Последняя группа соответствует возмущениям, связанным со вспышками на Солнце ( $Sfe$ ) и внезапными возмущениями ионосферы ( $SID$ ); первые две эквивалентны бурям с начальной и главной фазой ( $S+D_{st}$ ) и бурям с начальной, но без главной фазы (без  $D_{st}$ ).

С. Чепменом [121] было предложено классифицировать возмущения магнитного поля по причинному признаку. Предложенная им классификация содержит следующие типы возмущений:  $DCF$  — возмущения, непосредственно связанные с корпускулярным потоком и прослеживающиеся в виде возрастания горизонтальной составляющей в умеренных широтах. Этот тип соответствует положительной мировой магнитной буре Биркеланда (в случае если  $DCF$  не сопровождается другими видами возмущения) или возмущению  $S$  в классификации Боброва. Вторым типом является  $DR$ -возмущение, возбуждаемое круговым током и проявляющееся в понижении горизонтальной составляющей в умеренных широтах. Этому току соответствует отрицательная мировая буря Биркеланда или часть, для которой в классификации М. С. Боброва сохранено название  $D_{st}$ -вариации по времени бури. Возмущения, амплитуда которых возрастает по мере приближения к зоне полярных сияний, названы Чепменом полярными —  $DP$ ; Биркеланд их подразделил на положительные (по знаку изменения  $H$ ) и отрицательные. В классификации М. С. Боброва они обозначены как  $L$ . Возмущения внутри полярной шапки Чепменом (так же как и Биркеландом) не рассматривались.

Рассмотрим характер физического процесса, приводящего к образованию каждого типа возмущений.

1. **Теория синфазного возмущения  $S$  или  $DCF$ .** Одной из таких теорий, сохраняющей свое значение до сего времени, является теория, предложенная Чепменом и Ферраро еще в 1931 г. [129] и подвергавшаяся многократным дополнениям [134]. По этой теории, возмущения  $S$  вызываются непосредственным воздействием корпускулярного солнечного потока, представляющего собой полностью ионизированный газ или плазму.

Это воздействие можно описывать как возникновение электрических токов на границе приближающегося потока (рис. 175). Судя по тому, что у бури обнаруживается внезапное начало, проявляющееся в возрастании горизонтальной составляющей за очень короткое время, передний фронт  $AB$ -потока должен быть очень резким. Это может найти свое объяснение в допущении, что межпланетная среда не является пустотой, следовательно, отдельные частицы, выскочившие вперед, встречаются с каким-то сопротивлением, которое они не смогут преодолеть до

подхода основного потока. Физически это сопротивление может осуществляться межпланетным магнитным полем.

Токи, возникающие на передней границе потока, должны экранировать внутреннюю его части от земного магнитного поля, т. е. уменьшить это поле внутри потока и соответственно усилить в пространстве за пределами его границ.

Другими словами, процесс может рассматриваться как сжатие корпускулярным потоком магнитного поля Земли — сжатие, во время которого густота силовых линий, а следовательно, и напряженность магнитного поля должны возрасти.

Процессу может быть дана количественная оценка [165]. Если поток достаточно велик и его передний фронт может быть принят за плоскость, находящуюся на расстоянии  $r$  от центра Земли, то суммарное поле внутри потока должно быть сведено к нулю токами, текущими на его передней границе. Для этого поле токов должно иметь характер диполя, находящегося на расстоянии  $r$  от фронта. Но если поле внутри потока будет ослаблено, то перед потоком оно должно быть усилено, причем величина приращения должна соответствовать полю диполя, равного земному и находящегося в точке зеркального отражения Земли в плоскости переднего фронта потока (см. рис. 111). Следовательно, добавочное поле  $\delta H$ , создаваемое потоком у поверхности Земли, должно быть равно

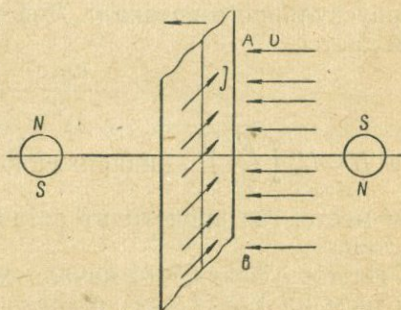


Рис. 175. Движение корпускулярного потока и возникновение на границе его индукционных токов.

$$\delta H = \frac{M}{(2r)^3} = \frac{M}{R^3} \left( \frac{R}{2r} \right)^3,$$

где  $M$  — магнитный момент Земли;  $R$  — радиус Земли.

Так как отношение  $\frac{M}{R^3}$  равно горизонтальной составляющей на экваторе  $H_0$ , то предыдущее выражение можно написать в виде

$$\delta H = H_0 \left( \frac{R}{2r} \right)^3$$

Если принять, в частности, что  $\delta H$ , вызванное приближением потока и наблюдаемое в виде скачка, связанного с внезапным началом, имеет порядок  $30 \gamma$ , в то время как  $H_0 \approx 30\,000 \gamma$ , то

$$\frac{R}{2r} \approx 0,1,$$

т. е. для образования скачка в 30  $\gamma$  корпускулярный поток должен приблизиться к Земле на расстояние пяти ее радиусов. Место, где останавливается корпускулярный поток, характеризуется тем, что плотность кинетической энергии частиц должна быть равна плотности энергии магнитного поля Земли. Поэтому, приравнивая эти величины, мы можем найти концентрацию корпускулярного потока  $n$ . Действительно, равенство этих энергий дает

$$\frac{nmv^2}{2} = \frac{H^2}{8\pi},$$

где  $H = H_0 \left(\frac{R}{2r}\right)^3$  — напряженность магнитного поля Земли в том месте, где происходит остановка потока;  $n$  — концентрация частиц.

Из того факта, что начало магнитной бури запаздывает в среднем на 1,5—2 дня по сравнению с вспышкой на Солнце, можно сделать вывод, что скорость, с которой корпускулярный поток приближается от Солнца к Земле, порядка 1000 км/сек, и если поток состоит из протонов ( $m = 1,6 \cdot 10^{-24}$  г) и останавливается на расстоянии  $r = 5R$  от центра Земли, где  $H \approx 240 \gamma$ , то для плотности потока  $n$  получим

$$n = \frac{H^2}{4\pi m v^2} \approx 30 \text{ частиц/см}^3.$$

Таким образом, из описанных представлений следует, что для того, чтобы создать необходимые возмущения, солнечный корпускулярный поток, который, как и само Солнце, состоит в основном из водорода, должен обладать плотностью, измеряемой десятками частиц в 1 см<sup>3</sup>. При этом, имея скорость, получаемую из факта запаздывания геофизических явлений, он должен остановиться, не дойдя до Земли примерно на 5 ее радиусов.

Очевидно, что повышение поля, создаваемое в момент подхода корпускулярного потока, будет продолжаться до тех пор, пока подходят новые частицы. Такое повышение и представляет собой возмущение DCF по классификации Чепмена.

2. **Теория сторм-тайм вариации  $D_{st}$ .** Опыт показывает, что в большинстве случаев вслед за возрастанием горизонтальной составляющей наступает его плавное понижение, которое приписывается возникновению кругового тока, опоясывающего Землю на расстоянии нескольких радиусов. Рассмотрим характер процесса, который мог бы привести к образованию такого тока.

Заряженные частицы, попавшие в магнитное поле Земли, будут двигаться вокруг силовых линий этого поля по орбитам, близким к круговым, угловая скорость движения и радиус кривизны траектории которых представляются формулами (11.11) и (11.33). Движение заряженной частицы по круговой орбите эквивалентно, как это указывалось там же, элементарному магнетику, момент которого, обращенный всегда в сторону, обратную действующему полю, равен

$$\mu = \frac{mv_{\perp}^2}{2H}, \quad (12.19)$$

где  $v_{\perp}$  — проекция скорости частицы на плоскость, перпендикулярную магнитному полю, или, что то же, скорость движения по орбите.

В § 49 Курса механики Л. Д. Ландау и Е. М. Лифшица [49] доказывается, что если условия движения меняются медленно (по сравнению с периодом обращения и диаметром орбиты), то энергия осциллирующей частицы должна меняться пропорционально частоте, а так как частота в данном случае, в силу (11.11), пропорциональна  $H$ , то магнитный момент частицы  $\mu$ , равный, согласно уравнению (12.19), отношению энергии к  $H$ , должен оставаться постоянным. Из этого следует, что энергия движения по орбите меняется пропорционально полю  $H$ , т. е.

$$\frac{mv_{\perp}^2}{2} = \mu H. \quad (12.20)$$

Ввиду того, что общая энергия, равная сумме энергий поступательного движения вдоль силовой линии и вращательного движения по орбите, должна оставаться постоянной, при всяком изменении одного вида энергии должно происходить изменение другого с обратным знаком. Поэтому при движении частиц вдоль силовой линии земного магнитного поля по направлению к Земле возрастание энергии вращательного движения, которое будет происходить согласно уравнению (12.20), должно компенсироваться уменьшением энергии поступательного движения, и в тот момент, когда общая энергия станет равной энергии вращательного движения, скорость поступательного движения делается равной нулю, и движение прекратится.

В дальнейшем частица начнет двигаться обратно по силовой линии в область меньших полей. Точка, где выполняется условие (12.20), называется *зеркальной* ввиду того, что в ней происходит отражение частиц, совершающих поступательное движение вдоль силовой линии.

Положение зеркальной точки может быть однозначно связано с углом, составляемым вектором скорости частицы с магнит-

ным полем в начальный момент. Действительно, пусть в точке с напряженностью  $H_1$  вектор скорости составляет угол  $\theta_1$  с направлением силовой линии. Тогда продольная и перпендикулярная по отношению к магнитному полю составляющие скорости будут

$$v_{\parallel} = v \cos \theta_1, \quad v_{\perp} = v \sin \theta_1,$$

и условие (12.20) переписывается, как

$$\frac{mv^2}{2} \sin^2 \theta_1 = \mu H_1.$$

Сравнивая его с (12.19), найдем, что

$$H_m = \frac{H_1}{\sin^2 \theta_1},$$

т. е. максимальная напряженность поля, в которое еще может проникнуть частица, определяется углом, составляемым вектором скорости с силовой линией в начальной точке. Чем меньше этот угол, тем дальше вдоль силовой линии проходит частица. Если частица корпускулярного потока, подошедшего к Земле, попадает в область, где существует магнитное поле Земли (внутри потока оно должно быть компенсировано токами, существующими на границе), то дальнейшее движение частицы происходит вдоль силовой линии от зеркальной точки, расположенной в северном полушарии, до соответствующей точки в южном полушарии и обратно с наложением вращательного движения вокруг силовой линии тока (рис. 176).

Оба вида движения должны привести к возникновению сил, направленных от Земли и лежащих в плоскости, перпендикулярной магнитному полю. Этими силами будут: центробежная сила, связанная с движением частицы вдоль искривленной силовой линии, и сила, создаваемая магнитным полем Земли и стремящаяся вытолкнуть диамагнитную частицу в область более слабого поля.

Однако любая сила  $F$ , приложенная к частице, находящейся в магнитном поле, должна в соответствии с (11.35) вызвать дрейф частицы; если эта сила перпендикулярна к магнитному полю и газ настолько разряжен, что соударениями можно пренебречь ( $\frac{v}{\omega_H} \approx 0$ ), то (11.35) переходит в

$$\mathbf{v} = \frac{1}{m\omega_H} \frac{[\mathbf{F}\mathbf{H}]}{H} = \frac{c}{eH^2} [\mathbf{F}\mathbf{H}]. \quad (12.21)$$

Из этого выражения видно, что если  $F$  направлено в сторону от Земли,  $H$  — к северу, то  $v$  должно быть направлено к западу для положительно заряженных частиц и к востоку — для отрицательно заряженных.

Следовательно, на два движения, рассмотренных выше, должно накладываться третье — медленный дрейф положительных частиц к западу и отрицательных к востоку, эквивалентный току, текущему с востока на запад. Этот ток должен вызвать уменьшение горизонтальной составляющей магнитного поля Земли во время главной фазы магнитной бури, т. е. привести к образованию возмущения типа  $DR$  или  $D_{st}$ .

При рассмотрении вопроса об образовании системы токов суточной вариации токами магнитно-гравитационного дрейфа указывалось, что учет действия неоднородности концентрации частиц существенно усложняет картину токов. Это соображение применимо и к данному случаю: всякое изменение концентрации заряженных частиц, находящихся в магнитном поле, должно привести к возникновению токов в местах, где имеется градиент. Эти дополнительные токи существенно усложняют картину. Если заряженные частицы располагаются в каком-то конечном объеме

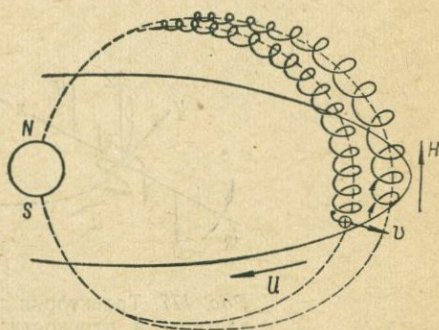


Рис. 176. Движение заряженной частицы вдоль силовой линии магнитного поля в радиационном поясе.

«пояса», то по внутренней стороне этого пояса, где токи дрейфа и градиента имеют разные знаки, суммарный ток может течь и к востоку. На наружной же стороне он должен быть обязательно западным. Западным же должен быть и полный для всего пояса ток. Судя по изменению значений горизонтальной составляющей при ее понижении и особенно при ее восстановлении до невозмущенного уровня, процессы образования кругового тока и особенно его распада протекают крайне медленно.

**3. Теория локальных возмущений.** Следующий тип возмущений — локальные  $L$ , или, по Чепмену, полярные магнитные возмущения  $DP$ , тесно связаны с рядом других геофизических явлений, таких, например, как полярные сияния, возмущения в ионосфере, возникновение радио — эхо. Это заставляет относить причину полярных магнитных возмущений к непосредственному вторжению частиц в земную атмосферу. Наличие связи полярных магнитных возмущений с вторжением частиц подтверждается и непосредственными измерениями с помощью ракет, отметившими наличие корпускулярной радиации в момент возникновения полярных сияний [55, 56].

Очевидно, что задача рассмотрения физического механизма,

ответственного за возмущения этого типа, может быть разбита на две — вторжение частиц и создание вторгшимися частицами возмущения.

Наиболее разработанной теорией, излагающей процессы, связанные с вторжением, в настоящее время является теория, предложенная Чепменом и Акасофу [90]. Поле кругового тока ( $DR$ ) приводит к уменьшению общего магнитного поля Земли.

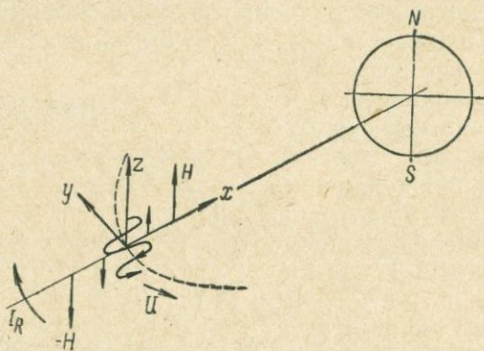


Рис. 177. Траектория движения заряженной частицы в плоскости экватора вдоль нейтральной линии.

Это уменьшение для точек на поверхности Земли мало, но так как главное магнитное поле быстро убывает по мере удаления от Земли, а поле кольцевого тока хотя и медленно, но возрастает, то на некотором расстоянии от Земли могут образоваться участки пространства, в которых оба поля будут взаимно компенсироваться. Образование нейтральной линии или пространства, лишённого магнитного поля, снимает запреты, накладываемые магнитным полем на движение частиц, и поэтому становится возможным движение их под действием какой-либо силы, в частности под действием электрического поля.

Рассмотрим подробнее движение частиц вблизи нейтральной линии. Введем систему координат, ось  $y$  которой совмещена с нейтральной линией и направлена на запад, ось  $x$  — к Земле и ось  $z$  — вдоль главного магнитного поля Земли (рис. 177). Будем считать, что результирующее магнитное поле изменяется линейно с расстоянием от нейтральной линии, переходя на ней через нуль, т. е.

$$H_z = \frac{\partial H}{\partial x} x.$$

Так как кривизна траектории частиц, движущихся в плоскости  $xy$ , при этом должна меняться линейно с удалением от оси  $y$  и менять знак при переходе через нее, то характер движения

положительно заряженных частиц в плоскости  $xu$  должен соответствовать изображенному на рис. 177. На рис. 178 показан вид траекторий частицы в плоскости  $xu$  при трех различных значениях угла  $\alpha$ , составляемого вектором скорости с осью  $u$ , в момент ее пересечения частицей.

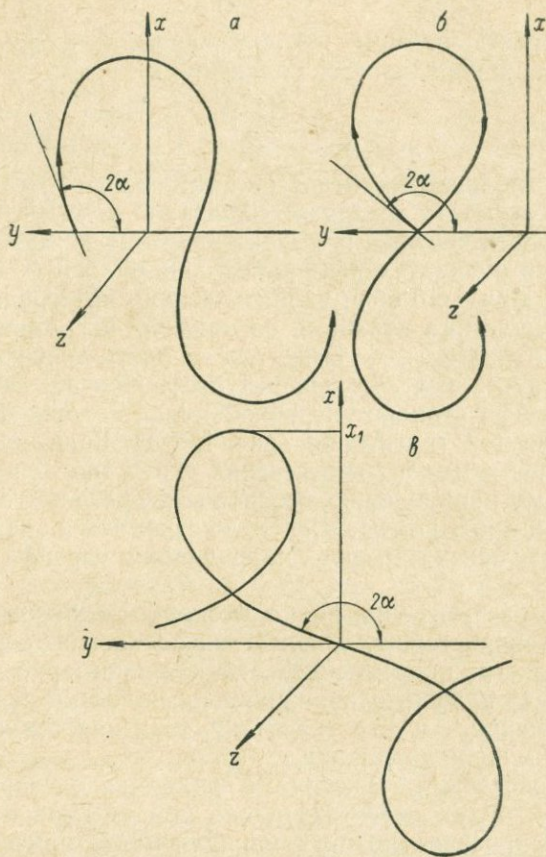


Рис. 178. Траектории движения зарядов при различных углах  $\alpha$ , составляемых направлением скорости  $v$  и осью  $u$ .

$$a - 2\alpha < 130^\circ; \quad б - 2\alpha = 130^\circ; \quad в - 2\alpha > 130^\circ.$$

Так как при удалении от оси  $u$  растет напряженность поля, то возрастет и кривизна траектории, вследствие чего частица должна снова двигаться к оси  $u$ . Движение, таким образом, носит характер наложения колебаний около оси  $u$  на дрейф около этой оси.

Строгое решение уравнений движения для этого случая по-

казывает, что движение должно происходить по траекториям, удаляющимся от нейтральной линии на конечное расстояние, равное

$$x_1 = \sqrt{\frac{2m\upsilon c}{eH}}, \quad (12.22)$$

где  $\upsilon$  — скорость частицы. Скорость дрейфа частиц вдоль нейтральной линии определяется уравнением

$$u = \upsilon \frac{K - 2E}{K},$$

где  $E$  и  $K$  — полные эллиптические интегралы 1-го и 2-го рода, взятые от аргумента  $\alpha$ , равного половине угла между направлением скорости частицы в момент перехода ее через нейтральную линию и отрицательным направлением оси  $y$ , как указано на рис. 178. При  $\alpha = 0$  оба эллиптических интеграла равны, и  $u = -\upsilon$ , т. е. частица движется по прямой в направлении  $-y$ . С ростом  $\alpha$   $K$  растет, а  $E$  убывает, и скорость дрейфа становится меньше скорости частицы (рис. 178, а). При  $K = 2E$  ( $\alpha = 65^\circ, 4$ ) скорость дрейфа становится равной нулю, и движение происходит по замкнутой траектории (рис. 178, б). Если, наконец, скорость частицы в момент пересечения оси  $y$  еще ближе к ее положительному направлению, то скорость дрейфа становится положительной (рис. 178, б), в пределе стремясь к значению  $u = \upsilon$ . Для отрицательных частиц направление дрейфа будет обратным.

Из этого рассмотрения видно, что при квазиизотропном распределении скоростей, т. е. когда число частиц, пересекающих ось  $y$  по разным направлениям, будет примерно одинаково, большая часть положительно заряженных частиц будет двигаться в направлении  $-y$ , т. е. к востоку, создавая ток, который будет течь в том же направлении.

Если дрейфующими частицами являются электроны и протоны, то они будут двигаться вдоль нейтральной линии двумя потоками в противоположных направлениях, причем так как ширина потока в соответствии с (12.22) пропорциональна корню из импульса, а последний у протонов должен быть большим, то и ширина потока протонов должна быть соответственно большей.

Магнитное поле в районе нейтральной линии вследствие разряженности потока должно подчиняться уравнению Лапласа, и, следовательно, должно выполняться соотношение

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = \frac{\partial H_x}{\partial z}. \quad (12.23)$$

По соображениям симметрии на экваториальной плоскости поле не должно быть направлено к Земле или от Земли, так как это

означало бы различие в намагниченности северного и южного полушарий, а потому составляющие в направлении оси  $x$  должны быть равны нулю, т. е.  $H_x = 0$ .

Вне экваториальной плоскости, согласно (12.23),  $H_x = \frac{\partial H_x}{\partial x} z$ .

Действие этой составляющей на частицу, которая выйдет из плоскости  $xy$  вверх или вниз, сведется к еще большему удалению ее от плоскости. Возникшая сила будет тем самым поворачивать вектор скорости частицы в направлении магнитного поля, стремясь сделать его параллельным оси  $z$ . Угол входа в магнитное поле при этом будет уменьшаться, и создадутся условия преодоления магнитной ловушки.

Изложенными соображениями может быть объяснена большая группа наблюдаемых фактов, а именно:

1) возникновение полярных сияний и магнитных возмущений на широте зоны полярных сияний, как правило, в ночное время — факт, который может быть объяснен тем, что на дневной стороне главное магнитное поле Земли усилено полем входящего корпускулярного потока и тем самым затруднено образование нейтральной линии по сравнению с ночной стороной;

2) появления сияний в более низких широтах в периоды усиления магнитной активности, что связано с усилением кругового тока и его способности компенсировать главное поле. Нейтральная линия при этом может образоваться ближе к Земле, и проекция этой линии сместится в широты, более близкие к экватору. Исследователи, занимавшиеся изучением положения зоны полярных сияний, неоднократно констатировали ее смещение в направлении к экватору, и это согласуется с представлением об образовании большим током нейтральной линии на меньшем расстоянии от Земли;

3) существование в момент сияния широкого и довольно равномерного потока протонов, по ширине намного превышающего участки светящегося неба, и существование электронного потока большой интенсивности, но падающего на более узкий участок неба, совпадающий с видимой формой сияния. С точки зрения развиваемых представлений, большая ширина потока протонов, внедряющихся в земную атмосферу, может быть связана с тем, что ширина нейтральной области, если ее определять как пространство, занятое колеблющимися частицами, больше для протонов, чем для электронов, так как предельное отклонение частицы, согласно уравнению (12.22), пропорционально корню из массы. Таким образом, рассмотренный механизм может объяснить вторжение частиц и создание ими полярных сияний и областей повышенной концентрации частиц. В этом процессе, однако, отсутствует элемент ускорения частиц, и поэтому воз-

мушения, которые будут иметь место, не должны быть интенсивными. Возникновение интенсивных возмущений, сопровождающихся возникновением активных форм полярных сияний, должно происходить под воздействием частиц, предварительно каким-то образом ускоренных.

В теории Чепмена—Акасофу это ускорение предполагается как результат воздействия некоторого дополнительного электрического поля, природа которого в теории, однако, не раскрывается. В разбираемой схеме (рис. 178) движение положительно

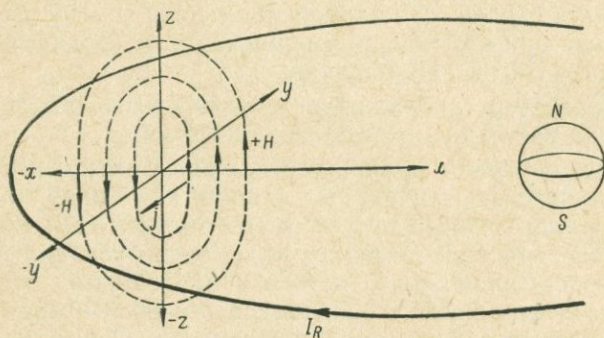


Рис. 179. Механизм возникновения тока вдоль нейтральной линии по Чепмену.

$I_R$  — ток главной фазы возмущения  $DR$ ;  $j$  — плотность тока, вызванного дрейфом.

заряженных частиц может совершаться легко лишь в направлении  $-y$  и затруднено в обратном направлении. Постулируется возникновение во время возмущения электрического поля  $E$ , направленного вдоль нейтральной линии на восток, т. е. в сторону  $-y$ . Это поле будет вызывать беспрепятственное ускорение частиц в том же направлении, а следовательно, и возрастание тока  $j$  в восточном направлении. Это приведет к увеличению градиента  $H$  и, в соответствии с (12.22), к сжатию потока частиц вдоль нейтральной линии. В свою очередь ток будет экранировать действие главного магнитного поля в области отрицательных значений  $x$ , т. е. за нейтральной линией, а также поле кольцевого тока перед нею. В области малых значений  $x$  будет совершаться быстрый переход от значения  $+H$ , соответствующего главному полю, к значению  $-H$ , вызванному током  $j$  (рис. 179). Ширина области перехода, по-видимому, должна быть не меньше удвоенного радиуса вращения частицы в поле  $H$ , поскольку силовой линии, связанной с вращающимся вокруг нее частицами, надо приписать конечную толщину, определяемую диаметром орбиты. Эта ширина, однако, значительно меньше ширины

потока, определяемой уравнением (12.22), и для электронов она будет значительно меньше, чем для протонов. Образовавшийся таким образом узкий поток электронов уничтожит за пределами своей ширины условия, характерные для нейтральной линии, и разрушит тем самым более широкий поток протонов, восстановив запреты на их движение к Земле. Этому соответствует наблюдаемый распад протонного потока и прекращение водородного свечения в момент перехода к активным формам сияния и резкого падения  $H$  на магнитограммах. Электронный поток большой плотности становится неустойчивым, возникают искривления его пути и разрывы, связанные с возникновением электрических полей, «выдавливающих» электроны в направлении к Земле. Наступает фаза активного распада сияния с появлением пульсирующих форм. Сжатие потока электронов в экваториальной плоскости до размера порядка диаметра циклотронной орбиты дает возможность объяснить наблюдаемую ширину лучистых форм.

Электрическое поле, действующее вдоль оси нейтральной линии и разгоняющее частицы, создаст одновременно за ее пределами дрейф в направлении, перпендикулярном к магнитному и электрическому полям; этот дрейф обеспечивает приток к нейтральной линии новых частиц.

Усиленный поток энергичных частиц создает в земной атмосфере область резко повышенной ионизации, вытянутую вдоль зоны полярных сияний, или, в соответствии с изложенной теорией, вдоль проекции нейтральной линии на поверхность Земли с помощью магнитных силовых линий. Вследствие этого появляются условия для возникновения тока, а следовательно, магнитных возмущений.

Как было показано в § 3 гл. X, причиной возмущения  $L$  должен быть ток, протекающий вдоль зоны полярных сияний в восточном направлении в дневное и вечернее время и к западу — в ночное, причем ночные возмущения протекают намного интенсивнее дневных.

Там же было показано, что высота, на которой протекает ток, ответственный за возмущения, должна быть сравнительно малой, порядка 100—120 км, вследствие чего основной формой проводимости должна считаться проводимость  $\sigma_2$ , определяемая формулой (11.41).

Поэтому электрическое поле, вызывающее ток в западном направлении (ночью во время интенсивных возмущений), должно быть направлено от полюса к экватору. По вопросу о причине этого электрического поля существуют две точки зрения: разделение зарядов в радиационном поле и динамоэффект. Согласно первой из них, высказанной Чепменом и Акасофу [90], Чемберленом, Керном и Вестином [113], основным процессом, при-

водящим к образованию электрического поля, является перемещение зарядов в околоземном пространстве вследствие перераспределения энергии. Прямыми измерениями установлено, что поток энергии, переносимой электронами, внедряющимися в земную атмосферу во время полярных сияний, на несколько порядков выше потока энергии, переносимой протонами. Если бы электроны и протоны приближались к Земле с одинаковой скоростью, то энергия протонов должна была превышать энергию электронов. Такое несоответствие с данными опытов заставляет предполагать, что в земной атмосфере происходит процесс перераспределения энергии. Энергия протонов, захваченных земным магнитным полем, падает, энергия электронов — растет.

Результатом этого перераспределения энергии является проникновение электронов в слои, более близкие к Земле, с большим магнитным полем и, наоборот, удаление протонов в области меньших полей.

Акасофу и Чепмен предполагают, что к моменту, когда начинает действовать механизм перераспределения, энергия электронов уже намного выше энергии протонов. Поэтому если в результате вторжения частиц в земную атмосферу возникнет электрическое поле поляризации, то его действие замедлит дрейф протонов к западу в большей мере, чем восточный дрейф электронов. Если до возникновения э. д. с. поляризации центробежная сила, вызванная движением вдоль силовой линии, уравновешивалась силой Лоренца  $e[\mathbf{u}\mathbf{H}]$ , где  $\mathbf{u}$  — скорость западного дрейфа, то после возникновения и ввиду уменьшения скорости дрейфа центробежная сила должна будет отодвинуть протоны от Земли.

Так как силовые линии вследствие чрезвычайно высоких значений проводимости  $\sigma_0$  должны быть почти изопотенциальными, то такое разделение зарядов приведет к повышению электрического потенциала ионосферы на широтах выше зоны полярных сияний и понижение на меньших. В самой зоне сияний должно возникнуть электрическое поле, направленное к экватору, что и требуется для объяснения западного тока.

Второй механизм возникновения э. д. с., направленной к экватору, и разрабатываемый М. И. Пудовкиным и А. Б. Коротыным [64], основан на разделении зарядов в земной атмосфере с помощью ветра.

Выше (в § 11) указывалось, что высоты 100—120 км, на которых возникают интересующие нас явления, характеризуются тем, что для электронов это область длинных, а для протонов коротких пробегов. Следовательно, если возникает ветер на такой высоте, то электроны, для которых сила Лоренца намного превышает импульс, получаемый в результате соударений, останутся на месте, вращаясь вокруг силовой линии, и не примут

участия в поступательном движении. Ионы, наоборот, будут увлекаться ветром и двигаться вместе с воздушными массами, что может повести к разделению зарядов. Если область, где существуют заряды, вытянута в виде сравнительно узкой полосы с востока  $E$  на запад  $W$ , то при ветре, дующем перпендикулярно к этой полосе, например на север  $N$ , на ее границах должны возникнуть заряды, положительные на северной стороне, куда дует ветер, и отрицательные заряды — на южной (рис. 180). Поле поляризации  $E_p$ , которое в соответствии с (12.21) создает дрейфы зарядов к востоку, будет направлено к югу (от полюса). Так как в области длинных пробегов находятся только электроны, то этому дрейфу будет соответствовать ток в направлении к западу, т. е. в том направлении, которое необходимо для создания ночного возмущения. Для возникновения дневного, положительного возмущения, с излагаемой точки зрения, ветер должен дуть в противоположную сторону, т. е. от полюса.

Справедливость этой теории, получившей название *динамотеории магнитных возмущений*, так же как и динамотеории суточных вариаций, сможет быть оправдана после того, как будут получены более точные данные о ветрах в верхних слоях атмосферы. В настоящее время прямых наблюдений над ветрами еще слишком мало, чтобы основывать на них заключения. М. И. Пудовкиным и А. Б. Коротиным [64] приводились косвенные данные в пользу гипотезы о существовании ветров. Так, ими было установлено, что после прохождения полярного магнитного возмущения через максимум токовая система возмущения смещается к полюсу. Это может быть объяснено сносом рекомбинирующих частиц после прекращения поступления новых. Вторжение и образование ионизированных частиц, с этой точки зрения, осуществляется только на первой фазе магнитного возмущения. Несмотря на то, что некоторые выводы из обоих указанных представлений, например о величине коэффициента рекомбинации, о связи с короткопериодическими колебаниями и т. д., находятся в хорошем согласии с экспериментом [64], ни одна из этих гипотез не может считаться доказанной.

В одной из последних работ Б. Е. Брюнелли [20] показано, что сочетание динамотеории магнитных возмущений с теорией

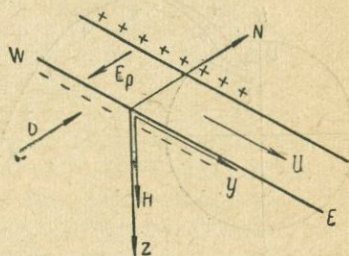


Рис. 180. Механизм возникновения дрейфа частиц в ионизированной полосе при наличии ветра в северном направлении.

$u$  — скорость дрейфа;  $v$  — скорость ветра.

Чепмена—Акасофу открывает некоторые дополнительные возможности. Если согласиться с фактом существования устойчивых систем ветров и вытекающими отсюда следствиями динамотеории, то электрического поля, вызванного ветрами в земной атмосфере, будет достаточно, чтобы обеспечить действие механизма, предложенного Чепменом и Акасофу. Основная энергия возмущения при этом будет черпаться из энергии ветра, так как электромагнитный процесс, заканчивающийся, по Чепмену,

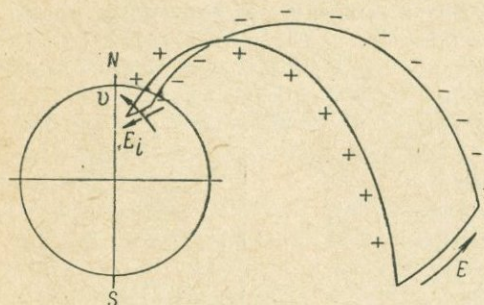


Рис. 181. Механизм передачи в область радиационного пояса разности потенциалов, образуемой на концах дуги полярного сияния (по Б. Е. Брюнелли).

пример, то, что ночные возмущения, связанные с понижением  $H$  в зоне сияний, протекают, как правило, значительно энергичнее, чем дневные, связанные с повышением  $H$ . Действительно, ночной ток вдоль зоны в западном направлении должен образовать в конце дуги избыток положительных зарядов, а на восточном — отрицательных.

Образовавшаяся при этом разность потенциалов  $E_i$  (рис. 181) по силовым линиям может быть передана в область, откуда производится вторжение. Если этой областью, в соответствии с теорией Акасофу—Чепмена, является нейтральная линия, то в данных условиях вдоль нее образуется электрическое поле  $E$ , направленное на восток (рис. 181). В случае дневного тока, направленного на восток, все знаки будут обратными, и электрическое поле в нейтральной линии будет иметь направление на запад. Однако, по теории Акасофу—Чепмена, ввиду того, что магнитное поле убывает по мере удаления от Земли, только восточное электрическое поле способно вызвать вторую стадию процесса. Поэтому только отрицательные магнитные возмущения могут быть связаны с вторжением ускоренных частиц, с активными формами полярных сияний и бурно протекающими процессами в ионосфере.

внедрением частиц в общую атмосферу, создает условия для превращения механической энергии ветра в электромагнитную. В силу чрезвычайно малой доли ионизированных частиц в нижних слоях ионосферы само происхождение ветров уже нельзя объяснить электромагнитными причинами. Вместе с тем сочетание динамотеории с теорией Чепмена—Акасофу дает возможность [20] объяснить ряд новых факторов, на-

**Причины перманентных вариаций P.** В классификации Боброва вариации, характерные для околополюсных областей (полярной шапки), выделены в отдельный тип и названы им перманентными. Исследование возмущений в этой зоне еще только начато, но тем не менее можно утверждать, что в этом случае действуют свои особые закономерности. Уровень возмущенности здесь слабо связан с общепланетарным; возмущения в полярной шапке возникают и тогда, когда обсерватории, расположенные в зоне сияний, и экваториальные, регистрируют спокойное поле. Отличием является и четко выраженный суточный ход: возмущения возникают в светлое время суток. Термин «перманентные», или «непрерывные», введенный М. Бобровым, удачно указывает на характерную их особенность — ту, что возмущения непрерывно следуют друг за другом.

Касаясь физической природы этих возмущений, следует подчеркнуть, что своеобразие приведенных особенностей свидетельствует о том, что эти возмущения не связаны с радиационными поясами и могут существовать тогда, когда в радиационном поясе ничего не происходит, и на меньших широтах возмущения не регистрируются.

По-видимому, корпускулярное возмущение Солнца может достигать приполюсных областей, минуя радиационные пояса, и из того факта, что активность наблюдается только в дневное время и преимущественно летом, следует, что условия попадания частиц становятся особенно благоприятными, когда силовые линии, вышедшие из данного района, оказываются повернутыми в направлении к Солнцу. Бури в умеренных широтах вызываются корпускулярными потоками сравнительно высокой плотности, связанными с активными областями Солнца. Возмущения в высоких широтах связаны с корпускулярным излучением меньшей плотности, существующим все время, независимо от наличия в центральной части диска Солнца активных областей.

### Выводы

Подводя итоги всем теориям, объясняющим происхождение магнитных возмущений, можно сделать следующие выводы.

Причины возмущений  $S$  и  $D_{st}$  или эквивалентных им  $DCF$  и  $DR$  в классификации Чепмена локализованы в околоземном пространстве на расстоянии нескольких радиусов Земли, получившем название радиационного пояса. Оба вида возмущения связаны с воздействием на магнитное поле Земли пришедшего от Солнца корпускулярного потока, с захватом им частиц этого потока и с образованием из захваченных частиц кругового тока, обтекающего Землю на расстоянии нескольких ее радиусов.

Полярное возмущение  $L$  или  $DP$  вызвано вторжением в земную атмосферу частиц, ранее попавших в радиационный пояс. Все три вида возмущений, имеющих общую причину, связаны между собой. Эта связь выражается не только в том, что в более сильной буре, как правило, будут усилены все три вида возмущений, а в более слабой соответственно ослаблены, но и в том, что возмущения  $S$  предшествуют двум другим, а  $D_{st}$  и  $L$  развиваются параллельно. Так, существуют бури, в которых, несмотря на интенсивные  $S$ , обе последующие части  $D_{st}$  и  $L$  будут отсутствовать. Иногда эти две части оказываются задержанными: после возникновения  $S$  проходит несколько часов прежде чем возникают  $D_{st}$  и  $L$ .

С точки зрения изложенных представлений, это естественно: развитие  $D_{st}$  является предпосылкой для развития  $L$ . Таковы одни из наиболее распространенных представлений о причинах магнитных возмущений. Эти представления не являются единственными и общепризнанными, но во всяком случае имеющими под собой физические основания, которые никем не оспариваются. Существующие разногласия в других современных теориях магнитных вариаций относятся главным образом к механизмам переноса заряженных частиц (плазмы) от Солнца к Земле. Один из таких механизмов переноса излагается в следующем параграфе.

### § 5. Радиационные зоны вокруг Земли

При построении теорий магнитных возмущений всегда приходилось предполагать существование тока вокруг Земли на расстоянии нескольких земных радиусов. К такому же выводу, как было показано в § 4 и 12, логически приводят аналитические расчеты местонахождения источников сторм-тайм вариаций ( $D_{st}$ ). Механизм возникновения такого тока можно было объяснить, исходя еще из теории Штёрмера, а именно, в соответствии с рис. 166, электроны, летящие от Солнца, в плоскости магнитного экватора Земли будут огибать земной шар, и при благоприятных условиях, когда скорости их удовлетворяют условию  $\gamma = -1$ , траектории их превратятся в замкнутые линии, образуя таким образом круговой ток.

Однако, как было указано в том же параграфе, пучок электронов, излучаемый Солнцем, должен был бы, не доходя до Земли, быстро рассеяться, поэтому механизм образования тока должен быть более сложным. Несмотря на это, идея Штёрмера в основном сохранила свое значение до сего времени, так как образование тока, по современным представлениям, также связано с захватом заряженных частиц магнитным полем Земли, как это и предусмотрено в теории Штёрмера.

До последнего времени идея о кольцевом токе вокруг Земли оставалась чисто теоретической — как необходимое следствие из анализа причин магнитных возмущений, и не была подтверждена непосредственными экспериментами. Но тут сразу же возникает вопрос: возможен ли вообще такой эксперимент, при котором можно было бы обнаружить существование такого тока, и как его осуществить.

Идея подобного эксперимента может заключаться в следующем. Так как образование тока связано с захватом заряженных частиц, то в области, где протекает ток, должно быть скопление зарядов, т. е. наличие повышенной плотности ионизированного газа или плазмы. При этом частицы такого газа должны обладать большой энергией, достаточной для ионизации нейтрального газа. Для измерения интенсивности этих частиц можно было бы применять обычные счетчики Гейгера, поместив их на искусственных спутниках или ракетах.

Такие опыты были произведены на 2-м и 3-м спутниках СССР и на спутниках США «Эксплорер I» и «Эксплорер II» в 1958 г. [195], которые и обнаружили, что вокруг Земли действительно существуют обширные области (зоны) с очень высокой интенсивностью заряженных частиц (электронов и протонов). Дальнейшие исследования в этом направлении, продолженные в Советском Союзе на третьем спутнике и первой космической ракете [33] и в США на спутниках «Эксплорер IV» и «Пионер III» [26, 196] полностью подтвердили первоначальные эксперименты, и в настоящий момент уже никаких сомнений в реальности зон с повышенным содержанием плазмы не возникает.

На рис. 182 показано распределение интенсивности частиц (истинная скорость счета гейгеровских счетчиков) вокруг земного шара по наблюдениям на американских спутниках. Основным результатом, на который обращает внимание этот рисунок, является наличие двух зон с максимальной интенсивностью (10 000 частиц в секунду): первой — расположенной примерно на высоте земного радиуса, и второй — на расстоянии 3—4 земных радиусов. Эти зоны получили название радиационных зон.

Однако открытие радиационных зон не дает еще прямого доказательства существования кольцевого тока вокруг Земли, так как при наличии хорошо проводящих областей тока может и не быть. Для этого требуется постановка непосредственных наблюдений тока в радиационных поясах. Первыми по времени такие наблюдения были произведены на советской космической ракете «Луна II» в 1959 г. [40], на которой непрерывно велись измерения напряженности магнитного поля при полете ее в направлении Луны. Результаты таких измерений представлены на рис. 183 в виде кривой, показывающей зависимость напряжен-

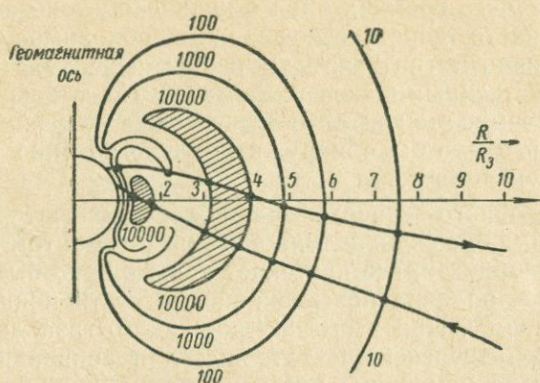


Рис. 182. Радиационные зоны вокруг Земли (заштрихованные области).

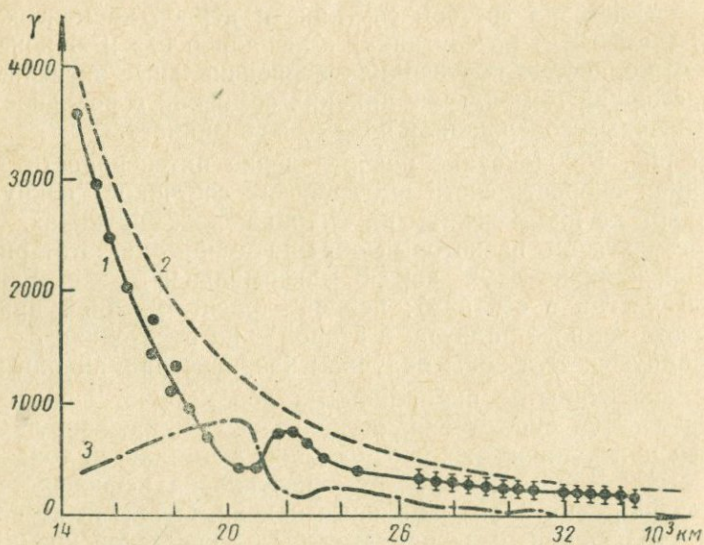


Рис. 183. Результаты измерения напряженности магнитного поля на космической ракете „Луна II“.

1 — поле, измеренное магнитометрами; 2 — вычисленные значения поля; 3 — разность между вычисленными и измеренными значениями.

ности магнитного поля  $H$  от расстояния от центра Земли. Одновременно на том же рисунке показана кривая изменения поля  $H$ , соответствующего полю диполя, каковым является поле Земли. Из рисунка ясно видно, что по мере удаления от земной поверхности наблюдаемое поле сначала все более и более отличается от поля диполя в сторону уменьшения, а на расстоянии около 20 000 км начинает быстро возрастать, достигает некоторого максимума, а затем стремится к полю диполя. Этот максимум как раз приходится на область внешней радиационной зоны, что является непосредственным доказательством наличия электрических токов в этой зоне.

Интересным также является тот факт, обнаруженный ракетой «Луна II», что вблизи поверхности Луны магнитного поля в пределах чувствительности измерительных приборов не отмечается. Если магнитное поле и существует, то на поверхности Луны оно не превышает цены деления аппаратуры, равной 50  $\gamma$  на деление.

**Процесс образования радиационных зон.** Радиационные зоны обязаны своим происхождением тому потоку заряженных частиц (в основном протонов и электронов), который испускается Солнцем в момент хромосферных вспышек на нем.

Из того факта, что магнитные бури возникают всегда через определенный промежуток времени (около двух дней), после появления на Солнце хромосферной вспышки, можно утверждать непосредственное воздействие этих вспышек на магнитное поле Земли, воздействие, которое нельзя объяснить иначе, как выбросом хромосферой Солнца мощного корпускулярного потока в виде плазмы. Второй факт — что начало магнитных бурь на земной поверхности выражено очень резко (разница в моментах возникновения бурь не превышает одной минуты) — говорит о незначительности диффузионного рассеяния корпускулярного потока при его движении от Солнца к Земле, или, иначе, о том, что поток движется к Земле узким пучком.

По современным представлениям [38], начало магнитной бури связано с резким волновым фронтом, представляющим собой ударную волну, которая образуется при столкновении выбрасываемой Солнцем плазмы с веществом, заполняющим пространство между Землей и Солнцем. Такая волна может образоваться лишь в случае, когда плазма имеет четко выраженную граничную поверхность, сквозь которую частицы не в состоянии выйти наружу. Поэтому необходимо предположить, что они удерживаются внутри поверхности каким-то магнитным полем, которое одно лишь в состоянии, с одной стороны, удержать заряженные частицы внутри объема, ограниченного этой поверхностью, с другой — не дать возможности проникнуть таким же частицам извне.

Что представляет собой такое поле и чем оно вызвано?

Одной из точек зрения, высказанных Гольдом [38], является предположение, что при хромосферных вспышках вследствие вихревого движения ионизированных масс Солнца возникают местные магнитные поля, сквозь которые должна проходить выбрасываемая Солнцем плазма. В § 6 гл. VII было показано, что проводящие массы, движущиеся в магнитном поле, должны увлекать его, как бы растягивая силовые линии.

Спектрографические данные солнечного излучения показывают, что в области хромосферных вспышек действительно имеются магнитные поля напряженностью 50—100 э. Таким образом, извергаемая плазма будет увлекать силовые линии, которые по мере движения плазмы будут изменять свою форму (рис. 184).

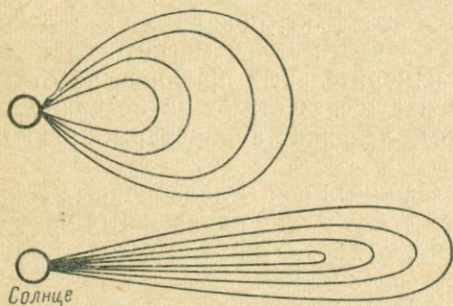


Рис. 184. Форма силовых линий магнитного поля, захваченного плазмой по мере ее продвижения к Земле.

Так как концы силовых линий должны замыкаться на Солнце, то форма их по мере удаления плазмы от Солнца будет становиться, как видно на рис. 185, все более и более удлиненной. Частицы

же внутри плазмы, которые не в состоянии выйти из «замороженного» магнитного поля, будут двигаться или вдоль силовых линий, или по специальным орбитам (рис. 185).

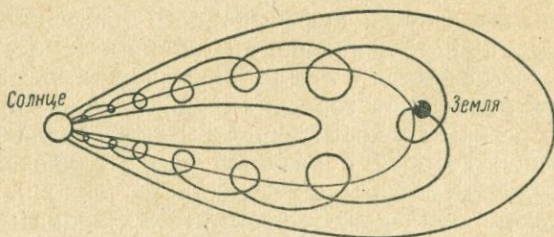


Рис. 185. Траектории движения частиц внутри плазмы.

Точно так же и частицы в виде космических лучей, приходящие из мирового пространства, при встрече с такой плазмой будут отклоняться магнитным полем и не смогут проникнуть внутрь плазмы (рис. 186).

Этим можно объяснить тот факт, что во время магнитных бурь происходит уменьшение интенсивности космической радиации (так называемый эффект Форбуша [138]). Действительно, во время бури наблюдаемая космическая радиация состоит лишь из частиц, выброшенных Солнцем и захваченных магнитным полем, и поэтому общее число их должно оставаться одним и тем же во всей плазме. Но по мере того, как плазма и «замороженное» магнитное поле начинают продвигаться вперед, объем их расширяется и плотность космической радиации вследствие этого уменьшается. Таким образом, при достижении поверхности Земли интенсивность радиации становится меньше, чем в спокойные дни.

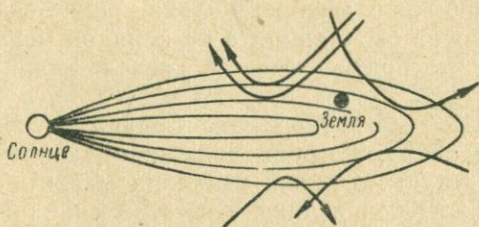


Рис. 186. Отклонение магнитным полем плазмы частиц, приходящих из внешнего космического пространства.

Эффект Форбуша, как показали наблюдения, наступает примерно через 1 час после начала бури. В предыдущем параграфе мы видели, что скорость корпускулярного потока (плазмы) составляет  $1000 \text{ км/сек}$ . Следовательно, за это время поток распространится на расстояние  $3,6 \cdot 10^6 \text{ км}$  от фронта, где происходит столкновение потока с магнитным полем Земли. Этот факт дает возможность оценить величину напряженности «замороженного» магнитного поля, достигающего земной поверхности, а именно — опыт показывает, что уменьшение космической радиации происходит главным образом за счет частиц с энергией  $E = 10^{10} \text{ эв}$ . Частицы с большей энергией приходят от Солнца прямым путем, не отклоняясь магнитным полем, которое для них слишком мало. Поэтому если через час после начала бури мы будем наблюдать в числе захваченных частиц и частицы с энергией  $E = 10^{10} \text{ эв}$ , то этот факт означает, что радиус их орбит вокруг магнитных силовых линий должен иметь тот же порядок, что и расстояние, на которое продвинулся фронт, т. е.  $r \approx 4 \cdot 10^6 \text{ км}$ . Напряженность поля  $H$ , как было показано, определяется формулой (11.33), в которой произведение  $mv$  представляет количество движения частицы или ее импульс.

Для частиц космического происхождения, для которых кинетическая энергия очень велика, импульс определяется как отношение ее энергии к скорости света, и формула (11.33), должна принять вид

$$H = \frac{E}{c\rho},$$

откуда, подставляя значение энергии частицы, выраженной в эргах ( $1 \text{ эв} = 1,6 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ ), а величину  $\rho$  — в сантиметрах, получим

$$H = \frac{10^{10} \cdot 1,6 \cdot 10^{-12}}{4,8 \cdot 10^{-10} \cdot 4 \cdot 10^{11}} = 10^{-4} \text{ э.}$$

Такая величина, по мнению Гольда, является слишком завышенной и должна быть принята на порядок меньше, т. е. равной  $H = 10^{-5}$  э, что подтверждается несколько иным способом расчета.

Таким образом, магнитное поле Солнца на земной поверхности имеет величину, которая должна поддаваться непосредственным измерениям. Однако величина магнитных вариаций во время бурь настолько велика, что увеличение или уменьшение магнитного поля на  $1 \gamma$  заметить было бы невозможно, но если это поле имеет переменный характер и период колебаний его отличается от периодов магнитных возмущений, то его легко обнаружить на магнитограмме. В § 5 гл. X было указано на существование короткопериодных вариаций с амплитудой меньше  $1 \gamma$ , которые во время магнитных бурь достигают значений  $1 \gamma$  и больше. Одной из причин таких вариаций могли бы быть колебания магнитного поля Солнца, вызванные взаимодействием с магнитным полем Земли в момент образования ударной волны.

В заключение приведем данные об интенсивности радиации в радиационных зонах, заимствованные из его статьи [29] (табл. 34).

Таблица 34

Частица	Внутренняя зона		Внешняя зона	
	Энергия, эв	Интенсивность, $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$	Энергия, эв	Интенсивность, $\text{см}^{-2} \text{ сек}^{-1} \text{ стер}^{-1}$
Электрон	$2 \cdot 10^4$ $6 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^9$ $10^7$	$2 \cdot 10^4$ $2 \cdot 10^5$	$10^{11}$ $10^8$
Протон	$4 \cdot 10^7$ —	$2 \cdot 10^4$ —	$6 \cdot 10^7$ $3 \cdot 10^7$	$10^2$ Данных нет

## СПИСОК МАГНИТНЫХ ОБСЕРВАТОРИЙ НА ЗЕМНОМ ШАРЕ

Название обсерватории	Сокращ. назв.	$\varphi$	$\lambda$	Год	$D$	$H, \text{э}$	$Z, \text{э}$
1	2	3	4	5	6	7	8
О. Хейса . . . . .	О. Х.	80°37' с. ш.	53°03' в. д.	1960	24°20'	0,0545	0,5688
М. Челюскин . . . . .	М. Ч.	77 43 "	104 17 "	1960	22 25 "	0,03 34	0,5863
Туле . . . . .	Ту.	76 32 "	291 06 "	1948	-77 37 "	0,0443	0,5576
Резольют Бей . . . . .	Р. Б.	74 41 "	265 05 "	1954	264 06 "	0,0091	0,5784
о. Диксон . . . . .	Ди.	73 33 "	80 34 "	1960	30 12 "	0,0638	0,5780
б. Тикси . . . . .	Ти.	71 36 "	128 54 "	1960	-15 38 "	0,0744	0,5950
м. Барроу . . . . .	М. Б.	71 18 "	203 15 "	1961	25 59 "	0,0958	0,5638
Тромсе . . . . .	Тр.	69 40 "	18 57 "	1959	- 0 08 "	0,1120	0,5094
Годхавн . . . . .	Год.	69 14 "	306 29 "	1949	-53 33 "	0,0817	0,5507
Мурманск . . . . .	Мур.	68 57 "	33 03 "	1961	12 25 "	0,1173	0,5105
Абиско . . . . .	Аб.	68 21 "	18 49 "	1952	1 26 "	0,1159	0,5015
Соданкюля . . . . .	Сод.	67 22 "	26 39 "	1958	6 11 "	0,1179	0,5000
Уэллен . . . . .	Уэ.	66 10 "	190 10 "	1960	14 42 "	0,1394	0,5357
Коялидж . . . . .	Клж.	64 52 "	212 10 "	1962	28 41 "	0,1279	0,5533
Бейкер-Лейк . . . . .	Б. Л.	64 18 "	263 55 "	1957	2 30 "	0,1386	0,6034
Биг-Дельта . . . . .	Б.-Д.	64 09 "	214 09 "	1958	29 51 "	0,1298	0,5538
Хили . . . . .	Хил.	63 51 "	211 00 "	1958	27 56 "	0,1350	0,5487
Средникан . . . . .	Сред.	62 26 "	152 19 "	1962	-10 22 "	0,1670	0,5432
Эллоунайф* . . . . .	Эл.	62 24 "	245 36 "	1958	—	—	—
				Год	$X, \text{э}$	$Y, \text{э}$	$Z, \text{э}$
				1958	0,0675	0,0428	0,5978

\* Эллоунайф (приполюсная станция) публикует  $X, Y, Z$ .

1	2	3	4	5	6	7	8
Домбос . . . . .	Дом.	62°05' с. ш.	09°06' в. д.	1948	-6°01'	0,1379	0,4757
Якутск . . . . .	Як.	62 03	129 40	1961	-19 07	0,1483	0,5845
Нурми-Ярви . . . . .	Н.-Я.	60 30	24 39	1954	3 26	0,1500	0,4826
Леруик . . . . .	Лер.	60 08	358 49	1959	-9 48	0,1452	0,4728
Ленинград (Воейково)	Лен.	59 57	30 42	1961	7 00	0,1505	0,4853
Ловё . . . . .	Лов.	59 21	17 50	1958	0 32	0,1525	0,4738
Ситка . . . . .	Сит.	57 04	224 40	1962	28 39	0,1568	0,5489
Свердловск (Высокая Дуб- рава) . . . . .	Свер.	56 48	60 38	1961	13 37	0,1598	0,5217
Томск . . . . .	Т.	56 26	84 58	1961	9 48	0,1584	0,5721
Руде-Сков . . . . .	Р.-С.	55 51	12 27	1958	-2 17	0,1675	0,4571
Казань (Займище) . . . . .	Каз.	55 50	48 51	1961	10 25	0,1652	0,4979
Москва (Красная Пахра) . . . . .	М.	55 28	37 19	1961	7 53	0,1714	0,4828
Эксдейльмьор . . . . .	Экс.	55 19	356 48	1959	-10 32	0,1674	0,4534
Минук . . . . .	Мин.	54 37	246 40	1951	24 46	0,1287	0,5925
Хел . . . . .	Хел.	54 36	18 48	1934	-2 36	0,1755	0,4438
Вингст . . . . .	Вин.	53 45	09 04	1959	-3 35	0,1772	0,4469
Виттевен . . . . .	Вит.	52 49	06 40	1954	-5 16	0,1805	0,4407
Иркутск (Зуй) . . . . .	Ир.	52 28	104 02	1961	-2 02	0,1946	0,5734
Свидер . . . . .	Св.	52 07	21 15	1957	1 09	0,1825	0,4492
Нимег . . . . .	Ним.	52 04	12 40	1959	-2 00	0,1847	0,4404
Валенсия . . . . .	Вал.	51 56	349 45	1955	-13 48	0,1818	0,4448
Абинджер . . . . .	Абж.	51 11	359 37	1959	-10 07	0,1868	0,4348
Тихань . . . . .	Тих.	46 54	17 54	1959	-0 06	0,2118	0,4165
Мане . . . . .	Ман.	50 18	4 36	1955	-5 24	0,1925	0,4307
Киев . . . . .	К.	50 43	30 18	1961	5 03	0,1931	0,4519
Пругонице . . . . .	Прг.	49 59	14 33	1960	-1 07	0,1954	0,4310
Львов . . . . .	Лв.	49 54	23 45	1961	2 39	0,1988	0,4410
Виктория . . . . .	Вик.	48 24	236 35	1958	23 03	0,1876	0,5343
Вена-Кобенцл. . . . .	В.-К.	48 16	16 19	1959	-0 34	0,2049	0,4241
Фюрстен-Фельдбрюк . . . . .	Ф.-Ф.	48 10	11 17	1959	-2 33	0,2043	0,4203

1	2	3	4	5	6	7	8
Шамбон-ла Форэ . . . . .	Ш.-Ф.	48°01' с. ш.	02°16' в. д.	1958	-6°36'	0,2029	0,4186
Гурбаново . . . . .	Гур.	47 54	18 12	1943	-1 33	0,2067	0,4165
Панагюрище . . . . .	Пан.	42 30	24 10	1960	1 07	0,2349	0,3982
Нант . . . . .	Н.	47 14	358 26	1958	-8 08	0,2063	0,4131
Южно-Сахалинск . . . . .	Ю.-С.	46 57	142 43	1961	-10 08	0,2542	0,4471
Одесса (Степановка) . . . . .	Од.	46 47	30 53	1961	1 59	0,2130	0,4312
Сурлари . . . . .	Сур.	44 41	26 15	1961	2 09	0,2250	0,4104
Гроска . . . . .	Гр.	44 39	20 46	1958	0 32	0,2242	0,4049
Кастеллачио . . . . .	Кас.	44 26	8 56	1950	-4 48	0,2224	0,3920
Мемамбецу . . . . .	Мем.	43 55	144 12	1957	-8 14	0,2653	0,4170
Владивосток (Горнотаеж) . . . . .	Вл.	43 41	132 10	1962	-9 34	0,2709	0,4524
Аженкорт . . . . .	Аж.	43 47	280 44	1954	-7 16	0,1552	0,5621
Логроньо . . . . .	Лог.	42 27	359 04	1961	-7 36	0,2314	0,3819
Тбилиси (Душети) . . . . .	Тб.	42 05	44 42	1961	5 11	0,2413	0,4195
Ташкент (Келес) . . . . .	Тш.	41 25	69 12	1961	4 50	0,2580	0,4566
Стамбул . . . . .	Ст.	41 04	29 04	1955	2 31	0,2478	0,3880
Тортоза . . . . .	Тор.	40 49	0 31	1958	-6 35	0,2401	0,3690
Коимбра . . . . .	Кб.	40 13	351 35	1954	-10 44	0,2383	0,3678
Толедо . . . . .	Тол.	39 53	355 57	1961	-8 00	0,2440	0,3622
Фредериксберг . . . . .	Фр.	38 12	282 38	1961	-6 42	0,1925	0,5311
Джибилманна . . . . .	Дж.	37 59	14 01	1956	-1 57	0,2586	0,3495
Сан-Мигель . . . . .	С.-М.	37 46	334 21	1955	-16 10	0,2434	0,3894
Ашхабад . . . . .	Аш.	37 57	58 21	1961	4 24	0,2766	0,4100
Альмерия . . . . .	Алм.	36 51	357 33	1960	-7 12	0,2597	0,3361
Сан-Фернандо . . . . .	С.-Ф.	36 28	353 48	1954	-9 29	0,2584	0,3353
Какиока . . . . .	Как.	36 14	140 11	1960	-6 25	0,3013	0,3495
Ксара . . . . .	Кс.	33 50	35 54	1956	2 32	0,2892	0,3336
Симосато . . . . .	Сим.	33 35	135 56	1958	-5 46	0,3153	0,3339
Таксон . . . . .	Так.	32 15	249 10	1961	13 11	0,2592	0,4380
Цо-Зе (Шанхай) . . . . .	Ц.-З.	31 05	121 11	1959	-3 54	0,3387	0,3428

1	2	3	4	5	6	7	8
Кветта . . . . .	Кв.	30°11' с. ш.	66°57' в. д.	1958	1°29'	0,3297	0,3375
Хельван . . . . .	Хел.	29 52 "	31 20 "	1951	0 59	0,3072	0,2830
Таманрассет . . . . .	Там.	22 48 "	05 32 "	1956	-5 32	0,3222	0,1781
Гонолулу . . . . .	Гон.	21 18 "	201 54 "	1961	11 34	0,2809	0,2211
Теолоюкан . . . . .	Тео.	19 45 "	260 49 "	1953	9 15	0,3049	0,3276
Алибаг . . . . .	Алб.	18 38 "	72 52 "	1958	-0 47	0,3868	0,1775
Сан-Хуан . . . . .	С.-Х.	18 23 "	293 53 "	1961	-7 36	0,2766	0,3429
Дакар М'Бур . . . . .	Д.-Б.	14 24 "	343 02 "	1956	-14 58	0,3153	0,1012
Мунтинлула . . . . .	Мун.	14 22 "	121 01 "	1958	0 18	0,3898	0,0984
Гуам . . . . .	Гм.	13 27 "	144 45 "	1961	1 52	0,3556	0,0000
Кодайканал . . . . .	Код.	10 14 "	77 28 "	1954	-2 35	0,3948	0,0239
Корор . . . . .	Кор.	07 16 "	134 32 "	1958	2 05	0,3785	-0,0006
Банги . . . . .	Бан.	04 26 "	18 34 "	1956	-5 00	0,3224	-0,0796
Татука . . . . .	Тат.	01 12 ю. ш.	311 29 "	1933	-12 35	0,2902	0,1174
Кейпер . . . . .	Кпр.	06 02 "	106 44 "	1959	1 15	0,3736	-0,2365
Луанда . . . . .	Лнд.	08 55 "	13 10 "	1958	-11 28	0,2431	-0,2160
Элизабетвиль . . . . .	Эл.	11 39 "	27 28 "	1951	-8 45	0,2310	-0,2188
Уанкайо . . . . .	Унк.	12 02 "	284 40 "	1949	6 12	0,2910	0,0103
Апиа . . . . .	Ап.	13 48 "	188 14 "	1958	11 47	0,3486	-0,2037
Тананариве . . . . .	Тнр.	18 55 "	47 33 "	1956	-11 39	0,2056	-0,2853
о. Маврикия . . . . .	О. Мв.	20 06 "	57 33 "	1950	-15 40	0,2232	-0,3040
Ла-Квика . . . . .	Л.-К.	22 06 "	294 25 "	1948	2 45	0,2556	-0,0608
Вассурас . . . . .	Вас.	22 24 "	316 21 "	1958	-15 05	0,2258	-0,0931
Лоренцо-Маркес . . . . .	Л.-М.	25 55 "	32 35 "	1959	-16 51	0,1518	-0,2879
Уотеру . . . . .	Уот.	30 19 "	115 52 "	1955	-2 44	0,2486	-0,5218
Пиллар . . . . .	Пил.	31 40 "	296 07 "	1956	3 43	0,2300	-0,1204
Херманюс . . . . .	Хрм.	34 25 "	19 14 "	1959	-24 05	0,1296	-0,2772
Туланги . . . . .	Тул.	37 32 "	145 28 "	1955	9 59	0,2275	-0,5643
Амберли . . . . .	Амб.	43 10 "	172 43 "	1959	20 28	0,2207	-0,5503
Трелё . . . . .	Тр.	43 14 "	294 42 "	1960	9 02	0,2272	-0,1876

1	2	3	4	5	6	7	8
о. Хёрд . . . . .	О. Хр.	53°02' ю. ш.	73°22' в. д.	1954	-50°20'	0,1849	-0,4728
о. Макуори . . . . .	О. М.	54 30 "	158 57 "	1955	24 40	0,1334	-0,6449
Лаури (Оркадас) . . . . .	Лау.	60 44 "	315 13 "	1946	2 25	0,2292	-0,3171
Оазис . . . . .	Оаз.	66 16 "	100 43 "	1958	-85 00	0,1200	-0,6265
Мирный . . . . .	Мир.	66 33 "	93 00 "	1960	-79 31	0,1373	-0,6033
Маусон . . . . .	Мау.	67 36 "	62 54 "	1957	-59 08	0,1828	-0,4903
Пионерская . . . . .	Пи.	69 40 "	95 40 "	1958	-86 14	0,1316	-0,6024
Восток . . . . .	Вос.	78 27 "	106 52 "	1960	-117 15	0 1234	-0,6132
Спа—ра . . . . .	С.-ра	22 21 с. ш.	103 50 "	1958	-0 47	0,3911	0,2210
Пекин . . . . .	Пек.	40 02 "	116 10 "	1959	-5 44	0,2987	0,4644
Лхаса . . . . .	Лх.	29 42 "	91 09 "	1958	-0 24	0,3589	0,3391
Скот-Бейз . . . . .	С.-Б.	77 51 ю. ш.	166 47 "	1958	156 34	0,0978	-0,6945
Лазарева . . . . .	Лаз.	69 58 "	12 55 "	1960	-27 20	0,1920	-0,3961
Халли-Бей . . . . .	Х.-Б.	75 31 "	333 24 "	1958	-1 21	0,2027	-0,4373
Анчорейдж . . . . .	Анч.	61 14 с. ш.	210 08 "	1958	26 04	0,1523	0,5412
Аргентинские острова . . . . .	Арг.	65 15 "	295 14 "	1958	17 11	0,2554	-0,5689
Дюмон-Дюрвиль* . . . . .	Д.-Д.	66 40 "	144 01 "	1958			
Мари Берд (ст. Берда) . . . . .	М. Б.	79 59 "	240 00 "	1960	69 19	0,1594	-0,5852
Южный полюс (геогр.) . . . . .	Ю. П.	90 00 "	—	1960	27 26**	0,1584	0,5706
Санта-Круз . . . . .	С. К.	28 29 "	343 43 "	1961	-12 32	0,2828	0,2558
Де-Мока (Santa Isabel) Fernando Poo . . . . .	Д.-М.	3 21 "	8 40 "	1961	-7 28	0,3074	-0,0893
				Год	X, э	Y, э	Z, э
				1958	-0,0002	-0,0048	-0,7118

\* Дюмон-Дюрвиль (приполюсная станция, публикует X, Y, Z).

\*\* West от гринвич. мерид.

## СУТОЧНЫЙ ХОД СКЛОНЕНИЯ

Числа месяца	Часы											
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
1	7,7	5,9	7,8	9,0	9,5	10,1	7,9	6,5	4,8	-0,3	0,3	0,5
2	8,7	9,1	10,7	7,7	9,6	11,5	8,1	3,9	-1,2	-0,1	0,5	-1,7
3	2,1	8,4	6,6	7,7	13,7	7,1	6,3	4,7	-0,5	0,6	0,6	0,1
4	9,3	9,3	9,5	11,9	12,7	10,3	9,5	1,9	-0,1	-1,9	-2,1	-0,9
5	7,3	9,0	9,7	10,9	10,8	7,8	5,5	1,9	-1,1	-2,4	-1,7	0,1
6	5,5	7,7	7,9	9,0	10,8	7,9	2,1	-0,9	-2,4	-2,7	-2,3	-0,6
7	0,9	3,0	9,0	12,3	8,7	-0,7	3,1	2,7	1,5	-1,9	-3,7	-3,5
8	7,3	5,7	5,7	8,9	10,7	9,1	5,9	1,9	-0,1	-1,2	-2,9	-0,5
9	7,8	9,3	7,7	4,7	7,5	5,5	3,3	0,7	-2,5	-2,7	-4,1	-5,1
10	5,1	8,4	9,9	11,1	9,5	8,5	5,1	1,9	-1,3	-1,3	-0,5	0,9
11	6,5	7,7	8,1	9,1	8,7	6,6	3,1	-0,5	-2,4	-2,5	-2,5	0,3
12	9,5	11,3	12,3	11,5	9,3	8,4	6,0	1,7	-3,3	6,7	-7,5	-9,5
13	7,7	7,3	9,3	10,3	10,8	8,9	4,3	1,1	-2,1	-0,7	-3,3	-3,6
14	4,8	5,5	9,3	11,4	10,8	7,8	5,7	1,2	-2,3	-2,4	-2,7	-1,2
15	6,3	7,2	7,7	7,7	8,5	9,5	7,9	4,2	-0,3	-3,6	-4,2	-4,3
16	4,8	4,1	2,1	-1,5	1,8	10,7	6,5	6,5	6,5	-1,9	-4,9	4,1
17	6,1	4,8	7,8	9,0	9,3	9,6	9,5	7,8	4,9	0,3	-1,3	-1,7
18	3,5	4,2	7,9	9,6	9,3	7,8	7,7	6,0	3,1	0,6	0,6	3,6
19	6,1	7,9	7,8	9,5	11,4	9,5	7,5	2,9	1,5	0,7	0,6	-1,1
20	6,3	4,3	3,1	7,7	8,5	7,9	6,3	2,1	0,0	-1,3	-2,7	-0,6
21	7,7	8,5	7,9	10,3	10,9	10,3	6,5	4,1	1,1	-2,3	-1,8	0,7
22	9,1	9,1	6,9	8,1	8,9	7,8	6,1	4,7	3,1	2,4	1,8	1,8
23	6,9	8,5	6,9	7,7	7,8	8,1	7,2	3,3	0,3	2,4	1,8	0,1
24	7,7	7,8	7,5	7,5	10,3	10,8	9,3	4,8	3,1	1,8	0,3	1,7
25	7,1	8,3	9,1	7,8	6,3	5,9	3,6	0,5	-1,7	-2,4	-2,3	-1,7
26	5,5	5,5	6,1	6,7	6,3	7,3	5,9	4,2	1,2	-0,6	0,0	2,7
27	7,5	13,8	15,3	15,3	9,0	5,4	1,9	-0,1	-4,3	-7,8	-7,2	-8,9
28	5,4	9,6	7,7	6,1	6,6	7,8	7,8	2,1	-1,2	-3,6	-2,7	-4,5
29	5,4	0,5	-1,9	7,7	9,9	9,3	6,6	3,6	0,1	-4,3	-2,5	0,3
30	7,9	8,1	6,5	1,5	6,1	8,3	8,3	5,4	2,1	-2,3	-2,4	-1,8
Среднее . . . . .	6,5	7,3	7,8	8,5	9,1	8,1	6,2	3,0	0,2	-1,6	-2,0	-1,1
Отклонение от среднего . . . . .	2,5	3,3	3,8	4,5	5,1	4,1	2,2	-1,0	-3,8	-5,6	-6,0	-5,1

Примечания: 1. Цифры в таблице представляют значения ординат, ординаты соответствует величина склонения, равная 2. Для нахождения лунносуточного хода склонения лунных суток моменты, соответствующие ординатам, столбце.

## Приложение 2

В ПАВЛОВСКЕ, ИЮНЬ 1930 г.

сутки												Среднее
13	14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	
14	15	16	17	18	19	20	21	22	23	24	25	26
-1,1	0,0	0,5	1,9	-1,3	-0,1	4,8	3,3	12,5	9,3	7,2	18,6	5,2
-2,7	0,6	0,1	1,9	1,2	-1,5	6,7	7,5	12,3	3,1	1,7	4,7	4,3
1,1	4,5	1,3	3,1	3,3	4,5	0,6	5,1	3,1	2,1	10,9	7,5	4,3
-0,6	3,6	5,5	2,7	3,3	4,3	0,9	4,7	5,4	5,1	5,3	7,9	4,9
0,0	0,6	1,9	1,8	4,9	3,1	2,5	1,5	1,3	4,8	7,7	7,8	4,0
0,1	1,9	1,1	2,7	3,1	3,7	4,2	3,5	3,7	0,1	2,7	0,7	2,9
-0,5	1,5	-0,5	-1,5	4,5	6,5	6,3	6,3	3,5	4,5	3,9	2,5	2,9
-1,3	-1,3	-1,1	0,1	5,3	6,0	3,9	3,3	3,3	3,3	8,3	10,8	3,8
-0,3	-0,5	-0,5	0,7	0,3	2,1	3,3	0,0	5,5	6,9	4,5	6,5	2,5
1,8	1,8	2,5	2,5	2,0	2,9	2,7	4,7	4,7	5,1	7,5	3,7	4,1
1,7	3,1	3,3	3,1	3,6	3,0	3,3	3,6	4,3	4,8	4,2	6,3	3,6
-2,7	-4,1	-6,3	4,2	3,5	12,3	8,5	3,5	8,3	8,1	4,9	7,7	3,8
-1,5	3,9	6,5	3,9	2,9	1,3	1,5	1,7	1,8	3,5	7,8	7,2	3,8
1,2	3,1	3,1	2,5	2,5	3,3	3,5	3,9	4,8	5,3	1,8	4,1	3,6
-1,9	0,1	0,3	3,2	0,7	1,7	1,7	2,1	1,9	4,0	5,7	6,3	2,9
4,8	3,5	5,4	4,8	3,7	3,5	10,1	10,3	13,7	8,0	3,6	4,8	4,8
0,1	0,9	2,7	3,2	3,0	8,3	7,1	6,9	8,9	8,1	7,8	3,3	5,2
6,9	1,7	2,4	3,5	5,1	14,5	3,3	2,7	3,3	6,3	4,9	3,3	5,1
2,7	3,3	4,2	1,9	2,1	2,5	2,4	3,5	3,1	3,1	6,3	4,9	4,3
3,1	4,1	5,4	3,1	4,3	4,3	5,9	7,7	6,3	3,3	0,6	3,9	3,9
0,1	1,9	7,3	3,5	2,4	2,1	2,5	3,9	3,3	4,8	2,9	6,5	4,4
2,9	4,7	4,1	3,3	3,5	3,5	5,4	4,7	4,8	6,1	5,1	7,9	5,3
1,9	3,3	4,7	3,9	3,9	3,6	3,3	3,5	4,7	5,7	6,0	5,5	4,7
3,1	4,5	4,1	3,9	5,4	3,7	3,3	3,7	4,3	5,3	5,9	7,7	4,3
0,0	1,8	1,9	1,7	1,7	1,7	1,8	2,3	3,3	3,1	6,1	6,5	3,0
5,1	7,7	6,6	6,0	5,9	6,3	8,1	7,1	6,5	7,7	3,5	4,5	5,2
-7,7	-4,1	-1,7	1,3	3,1	1,9	1,9	8,1	11,1	4,2	7,9	6,6	3,0
-6,1	-0,9	-0,7	-0,5	0,3	0,5	7,1	2,9	6,6	10,5	1,3	6,9	2,9
-0,9	-1,2	0,3	1,7	0,0	0,5	5,3	1,1	4,5	4,8	6,7	4,8	2,6
-1,1	0,1	0,7	0,7	3,6	0,5	4,8	3,1	4,8	2,7	5,9	9,3	3,5
0,3	1,7	2,2	2,4	2,9	3,7	4,2	4,2	5,5	5,0	5,3	6,3	4,0
-3,7	-2,3	-1,8	-1,6	-1,1	-0,3	0,2	0,2	1,5	1,0	1,3	2,3	0

снятых с магнитограмм и выраженных в минутах дуги. Нулевому значению 4°0'.

значения ординат этой таблицы следует перегруппировать, приняв за начало набранным жирным шрифтом, т. е. поместить эти значения в первом

## СПИСОК СОВЕТСКИХ СТАНЦИЙ ЗЕМНЫХ ТОКОВ

Название станции	Сокращенное название	φ	λ
Бухта Тихая . . . . .	б. Тих.	80°37' с. ш.	58°03' в. д.
Баренцбург . . . . .	Бар.	78 48	16 23
Мыс Челюскин . . . . .	М. Ч.	77 43	104 17
Бухта Тикси . . . . .	Ти.	71 34	128 54
Ловозеро . . . . .	Лов.	67 58	35 05
Оазис . . . . .	Оаз.	66 16	100 43
Борок . . . . .	Бор.	58 02	38 58
Воложин . . . . .	Вол.	54 06	26 31
Шацк . . . . .	Ш.	53 59	41 51
Петропавловск-на-Камчатке . . . . .	П.-К.	53 06	158 38
Иркутск . . . . .	Ир.	53 04	105 32
Южно-Сахалинск . . . . .	Ю.-С.	50 50	142 10
Львов . . . . .	Лв.	48 33	22 34
Алушта . . . . .	Ал.	44 41	34 25
Алма-Ата . . . . .	А.-А.	43 16	77 22
Тбилиси . . . . .	Тб.	42 05	44 42
Ашхабад . . . . .	Аш.	37 57	58 07

## ЛИТЕРАТУРА

1. Адам Н. В., В. П. Орлов. Мировые карты изопор для периода 1954—1959 гг. Труды ИЗМИР АН СССР, вып. 18 (28), стр. 14—26, 1961.
2. Адам Н. В., В. П. Орлов. О сложной части векового хода, обусловленной солнечной активностью. Труды ИЗМИР АН СССР, вып. 18 (28), стр. 3—13, 1961.
3. Александров Б. А. Структура и динамика магнитных вариаций в Арктике и Субарктике. Тр. НИИ геологии Арктики МГиОН, т. 132, стр. 10, 1962.
4. Аллен К. У. Астрофизические величины. М., ИЛ, 1960.
5. Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., Изд. АН СССР, 1960.
6. Альфвен Х. Космическая электродинамика. М., ИЛ., 1952.
7. Афанасьева В. И. Сферический гармонический анализ земного магнитного поля для эпохи 1945 г. Информационный сборник по земному магнетизму, № 5, 1945.
8. Афанасьева В. И., Ю. Д. Калинин. Метод прогноза вековых геомагнитных вариаций на ближайшие годы. Труды Ин-та геофизики АН Груз. ССР, т. 17, 1958.
9. Багаряцкий Б. А. Радиолокационные отражения от полярных сияний. УФН, т. 73, вып. 2, стр. 197—242, 1961.
10. Белоусов В. В. Внутреннее строение и развитие Земли в свете геофизических данных. Труды Геофиз. ин-та АН СССР, № 26, стр. 51, 1955.
11. Бенькова Н. П. Космические данные. Обзор № 115. Л., Гидрометеоиздат, 1940.
12. Бенькова Н. П. Спокойные солнечносуточные вариации земного магнетизма. Труды НИИ ГУМС, сер. VI, вып. 1, 1941.
13. Бенькова Н. П. Магнитные бури и системы электрических токов. Труды НИИЗМ, вып. 10 (20), 1953.
14. Бенькова Н. П., Ю. Д. Калинин. Каталог магнитных бурь Службой магнитной обсерватории. «Космические данные», № 125—128, 1941.
15. Берсудский Л. Д. К вопросу о причинах обратной магнитной полярности руд Ангаро-Илимского района. Труды Восточно-Сиб. геол. треста, вып. 20. Иркутск, 1937.
16. Блекетт П. М. Магнитное поле вращающихся массивных тел. Успехи физич. наук, т. 33, вып. 1, 1947.
17. Бобров М. С. Изучение солнечных корпускулярных потоков на основе мировых геомагнитных возмущений, наблюдавшихся во время МГГ. Астр. журн., т. 36, стр. 1028, 1959.
18. Бобров М. С. Типы иррегулярных геомагнитных возмущений и механизмы воздействия солнечного корпускулярного потока на внешнюю атмосферу. Астр. журн., т. 37, стр. 410, 1950.

19. Бобров М. С. Общепланетарная картина геомагнитных возмущений корпускулярного происхождения. Солнечные и корпускулярные потоки. Результаты МГГ, № 1, стр. 36—94, 1961.
20. Брюнелли Б. Е. Полярные магнитные возмущения. Геомагнетизм и аэрономия, т. 2, № 5, стр. 801—821, 1962.
21. Брюнелли Б. Е., М. Н. Бердичевский, А. М. Алексеев, О. А. Бурдо. Наблюдения короткопериодических вариаций электромагнитного поля Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 8, стр. 1206—1213, 1959.
22. Буллен К. Сейсмология и внутреннее строение Земли в целом. Сб. статей «Физика и химия Земли». М., ИЛ, 1959.
23. Бурдо О. А. О соотношении регулярных и нерегулярных вариаций геомагнитного поля в высоких широтах. Геофизические исследования в советской Арктике. Труды ААНИИ, т. 223, вып. 3, стр. 21—45, 1960.
24. Бурлацкая С. П. Древнее магнитное поле Земли. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 4, стр. 524—529, 1962.
25. Бурлацкая С. П., Г. Н. Петрова. Археомангнитный метод изучения изменений геомагнитного поля. Геомагнетизм и аэрономия, т. 1, № 1, 111—119, 1961.
26. Бурлацкая С. П., Г. Н. Петрова. Первые результаты исследования геомагнитного поля Земли в прошлом археомангнитным методом. Геомагнетизм и аэрономия, т. 1, № 2, 1961.
27. Бурлацкая С. П., Г. Н. Петрова. Восстановление картины изменения магнитного поля Земли в прошлом при помощи археомангнитного метода. Геомагнетизм и аэрономия, т. 1, № 3, стр. 426—431, 1961.
28. Бурлацкая С. П., Г. Н. Петрова. Изменение магнитного поля Земли в прошлом по археомангнитным, палеомагнитным и обсерваторным данным. Геомагнетизм и аэрономия, т. 1, № 4, стр. 594—598, 1961.
29. Ван Аллен Дж. А. Корпускулярная радиация, захваченная магнитным полем Земли. Экспериментальные исследования околоземного пространства. М., ИЛ, 1961, стр. 43.
30. Вейнберг Б. П. Сводка магнитных определений в Сибири, сделанных с 1820 по 1918 г. Изв. Ин-та исследования Сибири, т. 1, стр. 1, 1920.
31. Вейнберг Б. П. Сводки магнитных определений и вековой ход элементов земного магнетизма в Средней Азии. Л., Гидрометеоздат, 1925.
32. Веллер А. Е. Интерферометрическое исследование зеленой линии в спектре некоторых форм полярных сияний. Полярные сияния и свечение ночного неба, № 7, стр. 65—89, 1961.
33. Вернов С. Н., А. Е. Чудаков, П. В. Вакулов, Ю. И. Логачев. Изучение земного корпускулярного излучения и космических лучей при полете космической ракеты. ДАН СССР, т. 125, стр. 304, 1959.
34. Винц Б. Д., К. А. Мальцева. Корректурa карт нормального геомагнитного поля эпохи 1950 г. Труды ИЗМИР АН СССР, вып. 20 (30), стр. 60—65, 1962.
35. Гаусс К. Ф. Избранные труды по земному магнетизму. Перевод акад. А. Н. Крылова. М., Изд. АН СССР, 1952.
36. Гильберт В. О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле. Перевод с латинского А. И. Даватурс под ред. А. Г. Калашникова. М., Изд. АН СССР, 1956.
37. Глебовский Ю. С. О причинах восточносибирской материковой аномалии магнитного поля. Изв. АН СССР, сер. геогр. и геофиз., т. 10, № 4, 1946.
38. Гольд Т. Плазма и магнитные поля солнечной системы. Экспериментальные исследования околоземного космического пространства. М., ИЛ, 1961, стр. 17.
39. Грингауз К. И. Строение ионизированной газовой оболочки Земли по данным прямых измерений локальных концентраций заряженных частиц, проведенных в СССР. Искусств. спутники Земли, вып. 12, стр. 105—118. Изд. АН СССР, 1962.

40. Дөлгинов С. Ш., Н. В. Пушков. Результаты измерения магнитного поля на космической ракете. ДАН СССР, т. 192, № 1, 1959.
41. Исаев С. И., Н. В. Пушков. Полярные сияния. М., Изд. АН СССР, 1958.
42. Калашников А. Г. Палеомагнетизм и его роль в познании Земли. Вестник АН СССР, № 1, стр. 27—38, 1961.
43. Калинин Ю. Д. Об экваториальном кольце тока, возникающем во время магнитных бурь. Метеорология и гидрология, № 10-11, 1939.
44. Калинин Ю. Д. Об  $U$ -мере активности. Информ. сборник по земному магнетизму и электричеству, № 5, вып. 2, 1940.
45. Калинин Ю. Д. Остаточное поле Бауэра. Информац. сборник по земному магнетизму и электричеству, № 5, вып. 1, 1940.
46. Калинин Ю. Д. О некоторых вопросах изучения вековых вариаций земного магнетизма. Труды НИИЗМ, вып. 8 (18), 1952.
47. Керблей Т. С. и Л. Н. Федорова. Каталог магнитных бурь Свердловской обсерватории. Труды научно-исслед. учреждений гидрометеослужбы, сер. VI, вып. 3, стр. 78—127, 1946.
48. Кропоткин П. Н. Палеомагнетизм, палеоклиматы и проблема крупных горизонтальных движений земной коры. Советская геология, № 5, стр. 16—38, 1961.
49. Ландау Л. Д., Е. М. Лившиц. Механика. М., Физматгиз, 1958.
50. Лебедев П. Н. Магнитометрическое исследование вращающихся тел. Журн. Русск. физико-хим. об-ва, часть физ., т. 45, стр. 484, 1911.
51. Лебединский А. И. Синхронная регистрация сияний камерой С-180 и патрульным спектрографом С-180-С. Доклад на V ассамблее Спец. комитета МГГ. М., 1958.
52. Линькова Т. И. Палеомагнитные исследования осадочных толщ девона северо-запада Русской платформы. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, стр. 868—870, 1960.
53. Логачев А. А. Воздушная магнитная съемка и опыт ее применения в геолого-поисковых работах. М., Госгеолгиздат, 1947.
54. Лойцянский Л. Г. Механика жидкости и газа. М.—Л., Изд. АН СССР, 1950.
55. Мас-Илвеин К. Прямые измерения частиц, вызывающих видимые полярные сияния. Сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников». М., ИЛ, 1961.
56. Меридит Л. Г., Л. Р. Девис, Д. П. Хенинер, О. Е. Берг. Регулярные исследования полярных сияний. Сб. «Исследования верхней атмосферы с помощью ракет и спутников». М., ИЛ, 1961.
57. Металлова В. В. Отрицательная намагниченность горных пород. Уч. зап. ЛГУ, № 249, стр. 169—193, 1958.
58. Никольский А. П. О положении второй зоны полярных сияний и связи утренних сияний с магнитными возмущениями. Результаты МГГ. Полярные сияния и свечение ночного неба, № 7, стр. 37—42, 1961.
59. Оль А. И. Результаты визуальных и фотографических наблюдений полярных сияний. Геомагнетизм и аэрномия, т. 1, стр. 856, 1961.
60. Орлов В. П. Магнитные аномалии векового хода в Средней Азии. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 10, стр. 1245—1247, 1958.
61. Орлов В. П. Мировая карта магнитных меридианов на эпоху 1955 г. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, стр. 104—106, 1961.
62. Орлов В. П. Вековой ход геомагнитных элементов в Арктике для периода 1954—1959 гг. Геомагнетизм и аэрномия, т. 2, № 1, стр. 167—171, 1962.
63. Почтарев В. И. Об одном возможном источнике мировых магнитных аномалий. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 6, стр. 818—822, 1957.
64. Пудовкин М. И., А. Б. Коротин. Магнитные бухтообразные возмущения и их связь с полярными сияниями. Геомагнетизм и аэрномия, т. 1, № 3, стр. 408—412, 1961.

65. Пэшуой К. Сферический анализ геомагнитного поля эпохи 1955 г. Геомагнетизм и аэрономия, т. 2, стр. 161, 1962.
66. Руководство по вертикальному зондированию ионосферы. Перевод с англ. М., Изд. АН СССР, 1957.
67. Седдон Д. К., Д. Е. Джексон. Электронная плотность в ионосфере и дифференциальное поглощение. Сб. «Исследование верхней атмосферы с помощью ракет и спутников». М., ИЛ, стр. 434—438, 1960.
68. Симонов И. М. Опыт математической теории земного магнетизма. Уч. зап. Каз. ун-та, 1835.
69. Смелов А. А. Характер намагниченности руд и природа отрицательных магнитных аномалий Ангаро-Илимского района. Уч. зап. ЛГУ, № 249, стр. 194, 1958.
70. Справочник по переменному магнитному полю СССР. Л., 1954.
71. Тамм И. Е. О токах в атмосфере, обуславливающих вариации земного магнитного поля. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 8, стр. 30, 1944.
72. Телье Э., О. Телье. Об интенсивности магнитного поля Земли в историческом и геологическом прошлом. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 9, стр. 296—1331, 1959.
73. Тилло А. Исследование о географическом распределении и вековом изменении склонения и наклона магнитной стрелки на пространстве Европейской России. Метеорологический сборник, т. 8, № 2, 1883.
74. Тихонов А. Н. Об определении электрических глубоких слоев земной коры. ДАН СССР, т. 73, № 2, стр. 295—298, 1950.
75. Троицкая В. А. Короткопериодические возмущения электромагнитного поля Земли. ДАН СССР, т. 91, № 2, стр. 241—244, 1953.
76. Умов Н. А. Избранные сочинения. Л., Гостехиздат, 1950.
77. Уокер, Польдервард. Долериты Карру Южно-Африканского Союза. Геология и петрография трапповых формаций. М., ИЛ, 1950.
78. Фельдштейн Я. И. Распределение полярных сияний в околорасположной области. Изв. АН СССР, сер. геофиз., № 1, стр. 170—171, 1959.
79. Филин Г. Д. Каталог магнитных бурь Ташк. геофиз. обсерв., вып. 2(3), стр. 3—12, 1949.
80. Форш Н. Н., А. Н. Храмов. Палеомагнетизм и палеоклиматы на Русской платформе в карбоне и перми. ДАН СССР, т. 137, № 1, стр. 154—157, 1961.
81. Френкель Я. И. Земной магнетизм. Изв. АН СССР, сер. физ., т. 11, № 6, стр. 607, 1947.
82. Храмов А. Н. Палеомагнитная корреляция осадочных толщ. Л., Гостехиздат, 1958.
83. Шварцбах М. Климаты прошлого. Введение в климатологию. М., ИЛ, 1955.
84. Шейнманн Ю. М. Верхнепалеозойские и мезокайнозойские климатические зоны Восточной Азии. Бюлл. Моск. о-ва испыт. природы, отд. геол., т. 29 (6), стр. 27—249, 1954.
85. Штёрмер. Проблема полярных сияний. Л., Гостехиздат, 1933.
86. Шулейкин М. В. Курс радиотехники. М., 1923.
87. Шулейкин В. В. Магнитное поле Земли и мировой океан. ДАН СССР, т. 76, № 57, 1951.
88. Эйгенсон М. С. Циркуляр Главной астроном. обсерв., № 30, стр. 97, 1940.
89. Adams W. G. An account of the late Professor John Adams determination of the magnetic constants. British association report; Bristol meeting, Internat. conf. terrestr. magn., 1898.
90. Akasofu S. I., S. Chapman. A neutral line discharge theory of the aurora polaris. Phil. trans. Roy. soc. London, ser. A, vol. 253, pp. 359—406, 1961.
91. Alfvén H. On the electric field theory of magnetic storms and aurores. Tellus, vol. 7, No 1, pp. 50—64, 1955.

92. Balsley J. R., A. F. Buddington, J. J. Fahey. Titaniferrous hematite and ilmenohematite correlated with inverse polarization in rocks of the north western Adirondacks. *Trans. Amer. geophys. union*, vol. 33, p. 320, 1952.
93. Barnett S. The magnetization by the rotation. *Phys. rev.*, vol. 6, pp. 171, 234, 1915.
94. Bartels J. Versuch einer Darstellung des Verlaufs der Säkularvariation im Zeitraum 1902—1920. *Abh. Preuß. Meteorolog. Inst. Hft 8, Nr 2, SS. 23—44*, 1925.
95. Bauer L. The physical decomposition of the earth's permanent magnetic field. *Terrestr. magn.*, vol. 4, No 33, 1899.
96. Bauer L. Note on the secular motion of the earth's mean axis. *Terrestr. magn. atmos. electr.*, vol. 8, p. 73, 1901.
97. Bidlingmaier F. Der Doppelkompass, seine Theorie und Praxis. *Ann. du Hydrograph.*, Hft. 35, S. 198, 1907.
98. Birkeland C. Norwegian aurora polar expedition 1902—1903. *Cristiania*, 1908.
99. Birkeland K. Sur les rayons cathodiques sous l'action de forces magnetiques intenses. *Arch. soi. phys.*, t. 1, p. 497, 1896.
100. Blackett P. M. S. A negative experiment relating to magnetism and the earth's rotation. *Phil. trans.*, ser. A, vol. 245, pp. 309—310, 1952.
101. Bond F., F. Jacka. Distribution of auroras in the southern hemisphere. *Austral. j. phys.*, t. 13, p. 610, 1960.
102. Bondi H., R. A. Lyttleton. The effect of precession on the motion of the liquid core. *Proceed. Camb. phil. soc.*, vol. 49, p. 498, 1953.
103. Breit G., M. Tuve. A test of the existence of the conducting layer. *Phys. rev.*, vol. 28, p. 554, 1926.
104. Brüche E. Modellversuche mit sichtbaren Elektronenstrahlen zu Störmers Theorie des Polarlichtes und des Weltraumechos. *Naturwiss.*, p. 1085, 1930.
105. Bruckshaw J. M., Robertson. The magnetic properties of the tholeiite dykes of North England. *Month. not. Roy. astron. soc. Geophys. suppl.*, vol. 5, No 8, pp. 308—320, 1949.
106. Bullard E. C. Secular change in the earth's magnetic field. *Month. not. Roy. astron. soc. Geophys. suppl.*, vol. 5, pp. 248—257, 1948.
107. Bullard E. Electromagnetic induction in rotating sphere. *Proc. Roy. soc.*, t. 199, p. 413, 1949.
108. Bullard E. C., C. Freedman, H. Gellman, J. Nixon. The westward drift of the earth's magnetic field. *Phil. trans. Roy. soc.*, ser. A., vol. 243, pp. 67—92, 1950.
109. Bullard E. C., H. Gellman. Homogeneous dynamo and terrestrial magnetism. *Phil. trans. Roy. soc. London*, ser. A., vol. 247, pp. 213—278, 1954.
110. Bullen K. On density and compressibility of pressures up to thirty million atmospheres. *Mon. not. Roy. astron. soc. Geophys. suppl.*, t. 6, pp. 383, 401, 1952.
111. Bullen K. E. Physical properties of the earth's core. *Annal. d. geophys.*, t. II, p. 53, 1955.
112. Cagniard L. Basic theory of the magnetotelluric method of geophysical prospecting. *Geophysics*, vol. 18, No 3, pp. 605—635, 1953.
113. Chamberlain J. W., J. Kern, E. H. Vestine. Some consequences of local acceleration of auroral primaries. *J. geoph. res.*, vol. 65, No 8, 1960.
114. Chapman S. On the theory of the solar diurnal variation of the earth's magnetism. *Proc. Roy. soc. A.*, vol. 122, p. 369, 1929.
115. Chapman S., J. Bartels. *Geomagnetism*. Oxford, 1940.

116. Chakrabarty S. K. The spherical harmonic analysis of the earth's main magnetic field. *Indian geophys. suppl. J. meteorol. geophys.*, vol. 5, pp. 62—68, 1954.
117. Chapman A., K. Ferraro. New theory of magnetic storms. *Terrestr. magn. a. atmos. electr.*, vol. 36, p. 77, 1931; vol. 37, p. 147, 1932.
118. Chapman S. The lunar diurnal magnetic variation and its change with lunar distance. *Phil. trans. Roy. soc., ser. A.*, vol. 215, p. 161, 1915.
119. Chapman S. On the theory of the solar diurnal variation of the earth's magnetism. *Proc. Roy. soc., ser. A*, vol. 122, pp. 369—386. London, 1929.
120. Chapman S. The electrical conductivity of the ionosphere, a review *Nuovo Cimento. Suppl.*, vol. IV, ser. X, No 4, p. 1385, 1956.
121. Chapman S. Magnetic storms. *Studiogeofis.*, vol. 5, No 1, 1961.
122. Chapman S., A. Price. The electric and magnetic state of the interior of the Earth, as interior from terrestrial magnetic variation. *Phil. trans. Roy. soc., ser. A*, vol. 229, p. 427, 1930.
123. Chapman S., V. C. A. Terraro. A new theory of magnetic storms. *Nature*, vol. 126, pp. 129—130, 1930. *Terr. mag.*, vol. 36, pp. 77—97, 171—186, 1931, vol. 37, p. 177, 1931.
124. Chapman S., J. Bartels. *Geomagnetism*, vol. II. Oxford, 1940.
125. Chernosky E. J., E. Maple, R. M. Coon. Rapid geomagnetic fluctuations at Tucson, Arizona. *Trans. Amer. geophys. unions*, vol. 35, No 5, p. 711, 1954.
126. Cox A., R. Doell. Review of paleomagnetism. *Bull. Geol. soc. Amer.*, vol. 71, pp. 645—768, 1960.
127. Davis T. N., D. S. Kimball. Incidence of auroras, their north-south motions in the northern auroral zone. *Alaska univ. Geophys. inst., Grant NSFY, 327, Scient. rept.*, No 4, p. 19, 1960.
128. Danilov A. D., V. G. Istomin, S. M. Poloskov. *Space research*, II, p. 993, 1961.
129. Dyson F. W., H. Furner. The earth's magnetic potential. *Monthly not. Roy. astron. soc. London, Geophys. suppl.*, vol. I, pp. 76—88, 1923.
130. Elsasser W. On the origin of the earth's magnetic field. *Phys. rev.*, vol. 55, p. 489, 1939.
131. Elsasser W. Quantum theoretical densities of solids at extreme compression. *Sci.*, vol. 113, pp. 105—107, 1951.
132. Erman A., H. Petersen. *Die Grundlagen der Gaußischen Theorie und die Erscheinungen des Erdmagnetismus im Jahre 1829*. Berlin, 1874.
133. Fanslau G. Die analytische Darstellung des geomagnetischen Feldes. *Geofisica pura e appl.*, Bd. 41, SS. 33—77, 1958.
134. Ferraro C. A. On the theory of the first phase of a geomagnetic storm, a new illustrative calculation based on an idealized (plane not cylindrical) model field distribution. *J. geophys. res.*, vol. 57, p. 15, 1952.
135. Finch H. F., B. R. Leaton. The earth's main magnetic field, epoch 1955. *Month. not. Roy. astron. soc. London, Geophys. suppl.*, vol. 7, pp. 314—317, 1957.
136. Fisher R. Dispersion on a sphere. *Proceed. Roy. soc.*, vol. 217, No 1130, pp. 295—305, 1953.
137. Fisk H. Isopors and isoporic movements. *Union Geod. Geophys. Internat. sec. magn. and electr. terrestr. Bull.* No 8, pp. 280—292, 1931.
138. Forbush S. E. On cosmic ray effects associated with magnetic storms. *Terrestr. magn.*, vol. 43, No 2, 1938.
139. Fritsche H. Über die Bestimmung der Koeffizienten der Gaußischen allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus für das Jahr 1885. *St. Petersburg*, 1897.
140. Fritz H. *Das Polarlicht*. Leipzig, 1881.
141. Gartlein C. W. Visual observation of the aurora. *Annal. de geophys.*, vol. 15, No 1, pp. 31—38, 1959.

142. Gartlein C., Sprague. Aurora occurrence. WDC A, IV a, 1959.
143. Gettemy J. W. Magnetic daily variation at Koror. J. geoph. res., vol. 67, No 5, pp. 1885—1888, 1962.
144. Graham J. W. The stability and significance of magnetism in sedimentary rocks. J. geophys. res., vol. 54, No 2, pp. 131—167, 1949.
145. Griffiths D. H., G. R. King, A. E. Wright. Some field and laboratory studies of the depositional remanence of recent sediments. Adv. in physics, vol. 6, No 23, pp. 306—316, 1957.
146. Gunn R. The diamagnetic layer of the earth's atmosphere and its relation to the diurnal variation of terrestrial magnetism. Phys. rev., vol. 32, p. 133, 1928.
147. Gunn R. The diamagnetic theory of undisturbed terrestrial magnetic variations. Terrestr. mag., vol. 34, pp. 17—21, 1929.
148. Gunn R. A theory of the permanent magnetic field the sun and earth. Phys. rev., vol. 34, p. 335, 1929.
149. Hide R. Some experiments on thermal convection in a rotating liquid. Quart. j. Roy meteor. soc., vol. 79, p. 161, 1953.
150. Hospers J. Remanent magnetism of rocks and the history of the geomagnetic field. Nature, vol. 168, No 4287, p. 1111—1112, 1951.
151. Hospers J. Reversals of the main geomagnetic field. Proceed. Koninkl. Nederlandse Acad., ser. B, vol. 56, pp. 467—476, 1953; vol. 56, pp. 477—491, 1953; vol. 57, pp. 112—121, 1954.
152. Howell L., J. Martinez, I. Statham. Some observation of rock magnetism. Geophysics, vol. 23, No 2, p. 203, 1958.
153. Inglis D. R. Theories of the earth's magnetism. Rev. mod. phys., vol. 27, p. 212, 1955.
154. Irving E. Palaeogeographic reconstruction from palaeomagnetism. Geophys. j., vol. 1, No 3, p. 224, 1958.
155. Jacobs J. A. Temperature of the interior of the Earth. Nature, vol. 170, p. 838, 1952; Nature, vol. 171, p. 835, 1953.
156. Jeffreys H. The Earth. Cambridge, 1952.
157. Jones H. S., P. J. Melotte. The harmonic analysis of the earth's main magnetic field for epoch 1942. Month. not. Roy. Astron. soc., Geophys. suppl., vol. 6, pp. 409—430, 1953.
158. Knapp R. G. The synthesis of external magnetic fields by means of internal dipoles. Annal. geophys., vol. II, pp. 83—90, 1955.
159. Koenigsberger J. G. Über die magnetische Eigenschaft von Gesteinen. Terrestr. Magn. a. atmos. electr., vol. 35, No 3, pp. 145—148, 1930.
160. Krogness O. a. L. Vegard. Höhenbestimmungen des Nordlichts an dem Halde Observatorium von Oktober 1912 bis Anfang Januar, 1913. Kristiania Str. Vid. selsk. I, No 11, p. 30, 1914.
161. Lehmann I. P'time-curves. Bur. centr. seism. internat., ser. A, vol. 14, pp. 3—31, 1936.
162. Lehnert B. On the behaviour of an electrically conductive liquid in a magnetic field. Ark. für Physik, Bd. 5, S. 69, 1952.
163. Lowes F. J. Secular variation and the non-dipole field. Annal. geophys., vol. II, pp. 91—94, 1955.
164. Lundquist S. Studies in magneto-hydrodynamics. Ark. für Physik, Bd., 5, S. 297, 1952.
165. Martyn D. E. The theory of magnetic storms and aurora. Nature, vol. 167, No 4238, pp. 92—94, 1951.
166. Mc. Nish A. Progress of research in magnetic diurnal variations of the Department of terrest. magn. Carnegie Inst. Washington trans. Edinburgh meeting, p. 271, 1937.
167. Meinel A. B. The auroral spectrum from 6200 to 8900 Å. Astrophys. j., No 3, 113, pp. 305—588, 1951.
168. Moos N. A. F. Magnetic observations made at the Government observatory Bombay for the period 1846 to 1905, pt. 2, pp. 457—459. Bombay, 1910.

169. Mountaine W. a. I. Dolson. A letter to the Right Honourable the Eare of Macclessfield, President the Council and Fellows of the Royal Society, conducting the variation of magnetic needle. *Phil. trans.*, vol. 50, p. 1, 1757.
170. Nagata T., S. Jasuhiko. Geomagnetic secular variation during the period from 1955 to 1960. *J. geomagn. a. geoelectr.*, vol. 12, No 12, pp. 84—98, 1961.
171. Neumayer G., H. Petersen. Über das gegenwärtige vorliegende Material für die Erde und weltmagnetische Forschung. *Verhandl. des 8 Deutschen Geographen Tages zu Berlin*, 1889.
172. Observation made at the R. Observatory Greenwich in the year 1927, pp. 126—139. London, 1929.
173. Quintus-Icilins G. Der magnetische Zustand der Erde nach den von der Deutschen Seewarte herausgegebenen magnetischen Karten für 1880. *O. Archiv der Deutsche Seewarte*, Hft. 4, Nr 2. Hamburg, 1881.
174. Ramsey W. H. On the nature of the earth's core. *Month. not. Roy. astron. soc. Geophys. suppl.*, vol. 5, p. 409, 1949.
175. Rikitake T. Oscillations of a system of dick dynamos. *Proc. Cambr. phil. soc.*, vol. 54, pp. 1—2, 89—105, 1958.
176. Runcorn S. K. Core motions and reversals of the geomagnetic field. *Annal. de geophys.*, vol. II, No 1, pp. 72—78, 1955.
177. Runcorn S. K., A. C. Benson, A. T. Moore, D. H. Griffiths. Measurement of variation with depth of main geomagnetic field. *Phil. trans. Roy. soc., ser. A*, vol. 244, No 878, pp. 113—151, 1951.
178. Schlomka T. Zur physikal. Theorie d. Erdmagnetismus. *Zs. Geophys. Hft. 9*, S. 99, 1933.
179. Schmidt A. Mathematische Entwicklungen zur allgemeinen Theorie des Erdmagnetismus. *Archiv Deutsch. Seewarte*, t. 12, No 3. Hamburg, 1889.
180. Schuster A. The diurnal variation of terrestrial magnetism. *Phil. trans. Roy. soc., ser. A*, vol. 208, p. 163, 1908.
181. Schuster A. The diurnal variation of terrestrial magnetism. *Phil. trans. London, ser. A*, vol. 180, pp. 467—518, 1889; vol. 208, pp. 163—204, 1908.
182. Serson P. H., S. Z. Mack, K. Whitham. A three-component airborne magnetometer. *Publications of the Dominion observatory*, vol. 19, No 2, 1957. Русский перевод Информ. бюллетень № 24 ОКБ МГНОН СССР, 1959.
183. Silsbee H. C., E. H. Vestine. Geomagnetic bays, their frequency and current system. *Terrestr. magn.*, vol. 47, pp. 195—208, 1942.
184. Steward B. *Terrestrial magnetism. Encycl. Brit. 9-th. ed.*, 1882.
185. Störmer C. Résultats des mesures photogrammetriques des aurores boréales observées dans la Norvege meridional de 1911 à 1922. *Géophys. publ.*, vol., 4, No 7, 1926.
186. Störmer C. *The polar aurora*. Oxford, 1955.
187. Swann W. The earth's magnetic field. *Phil. mag.*, vol. 24, p. 80, 1912.
188. Swann W. F. G., A. Langacre. An attempt to detect a magnetic field as the result of the rotation of a copper sphere at high speed. *J. Franklin inst.*, vol. 206, p. 421, 1928.
189. Taylor G. Experiment with rotating fluids. *Proc. Roy. soc., ser. A*, vol. 100, p. 114, 1922.
190. Thellier E. Aimantation des terres cuites application à la recherche de l'intensité du champ magnétique terrestre, dans le passé. *C. r. Acad. sci.*, t. 204, No 3, pp. 184—186, 1937.
191. Thellier E. Sur la verification d'une methode permettant de déterminer l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé. *C. r. Acad. sci.*, t. 212, p. 102, 1941.
192. Thellier E., F. Rimbart. Sur l'utilisation en paleomagnetisme de la desaimantation par champ alternatifs. *C. r.*, t. 229, p. 1399, 1954.

193. Thellier E., O. Thellier. Sur l'intensité du champ magnétique terrestre dans le passé historique et géologique. *Annal. géophys.*, t. 15, No 3, pp. 285—377, 1959.
194. Troubiatschinsky N. N. Comptes rendus de la 7-me séance de la commis géodes. Baltique, II, p. 62, 1935.
195. Van Allen J. A., G. H. Ludwig, E. C. Ray, C. E. Me. Ilwain. Observation by satellites 1958  $\alpha$  and  $\gamma$ . *Jet. Propulsion*, vol. 28, p. 588, 1958.
196. Van Allen J. A. Mc. Ilwain, G. H. Ludwig. Radiation observations with satellite 1958  $\alpha$ . *Geophys. res.*, vol. 64, p. 271, 1958.
197. Vegard L. Das Nordlichtspectrum und die Konstitution der oberen Atmosphärenschicht. *Zs. Phys.*, t. 16, p. 367, 1923.
198. Vegard L. Auroral spectroscopy and its bearing on the physics of the ionosphere. Commission mixte pour l'étude des relations entre les phénomènes solaires et terrestres. *Rim*, pp. 33—35, 1952.
199. Vegard L., O. Krogness. The position in space of the aurora polaris from observations made at the Halde observatory. *Geofys. publ.*, vol. I, No 1, p. 29, 1920.
200. Vestine E. The geographic incidence of aurora and magnetic disturbance. Northern hemisphere. *Terrestr. magn.*, vol. 49, No 2, 1944.
201. Vestine E., L. Laporte, C. Copper. Geomagnetic secular change during past epochs. *Trans. Amer. geophys. union*, vol. 27, p. 814, 1946.
202. Vestine E. H., L. Laporte, J. Lange, W. E. Scott. The geomagnetic field. Its description and analysis. Publ. No 580 Carnegie Inst. Washington, 1947.
203. Vestine E. H., Laporte L., S. Lange a. oth. Description of the earth's main magnetic field and its secular change, 1905—1943. Publ. Carnegie Inst. Washington, No 578, 1947.
204. Watanabe N. Secular variation in the direction of geomagnetism as the standard scale for geomagnetochronology in Japan. *Nature*, No 4632, p. 383, 1958.
205. Watson G. S. Analysis of dispersion on a sphere. *Month. not. Roy. astron. soc. Geophys. suppl.*, vol. 7, pp. 153—159, 1956.
206. Wegener A. The origin of continents and oceans. London, Methuen, 1924. Русский перевод: Возникновение материков и океанов. М.—Л., ИЛ, 1925.
207. Wilson H. A. An experiment on the origin of the earth's magnetic field. *Proc. Roy. soc., ser. A*, vol. 104, p. 451, 1923.
208. Yukutake T. The westward drift of the magnetic field of the earth. *Bull. Earthquake res. inst. Univ. Tokyo*, vol. 40, p. I, 1962.
-

## ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ

- Аномалия локальная 113  
 — материковая 119  
 — отрицательная 138  
 — положительная 138  
 — региональная 113  
 Активность магнитная 265  
 — солнечная 269  
 Блекаут 356  
 Вариации аperiodические, возмущенные 256, 302  
 — бухтообразные 256  
 — вековые 56, 98, 142  
 — годовые 256  
 — короткопериодные (КПК) 256, 293, 320  
 — лунно-суточные 256, 286  
 — нерегулярные 57, 297  
 — периодические 256  
 — солнечносуточные 256  
 — спокойные (невозмущенные) 255  
 Волны магнито-гидродинамические (Альфвена) 221  
 — необыкновенные 341  
 — обыкновенные 341  
 Вековой ход 142  
 Вектор магнитных вариаций 255  
 Вмороженные силовые линии 223  
 Геомагнитные координаты 107  
 — полюсы 106  
 Геострофическое уравнение 217  
 Гигантские пульсации 324  
 Главное магнитное поле Земли 23  
 Девиация 74  
 Действующие высоты 337  
 Диаграмма Кри 271  
 Динамоэффект 221  
 Диполь 40  
 «Жемчужины» 321  
 Западный дрейф 132  
 Зоны Ван-Аллена 417, 419, 422  
 Изогоны 57  
 Изодинамы 57  
 Изоклины 57  
 Изопоры 150  
 Изохазмы 370  
 Импеданс 327  
 Ионограмма 337  
 Ионосферный слой *E* 339  
 — — *F1*, *F2*, 340  
 — — *D* 342  
 Ионосферные бури 353  
 Круг доверия 180  
 Кучность 179  
 Магнитные возмущения аperiodические 297  
 — — бухтообразные (*D<sub>6</sub>*) 256, 310  
 — — локальные (*L*) 292, 308  
 — — перманентные (*P*) 292, 318  
 — — синфазные (*S*) 291  
 Магнитная активность 265  
 — вязкость 216  
 — гидродинамика 214  
 Магнитное время 108  
 — поле вариаций 113  
 — — Земли аномальное 113  
 — — — вихревое 90  
 — — — внешнее 88  
 — — — внутреннее 89  
 — — — главное 23, 57, 113  
 — — — дипольное 113

- — — материковое 113  
— — — нормальное 114  
— — — переменное 57  
Магнитное поле диполя 40  
— — шара 43  
— — эллипсоида 46  
Магнитное наклонение 55  
— склонение 55  
Магнитный момент Земли 105  
— — квадруполя 94  
— — тока 39  
— — контура 40  
Магнитный потенциал намагниченно-го тела 41  
— — цилиндра 49  
— — элементарного контура 38  
— — эллипсоида 44  
Магнитные съемки аэромагнитные 68, 79  
— — морские 68, 71  
— — наземные 68, 69  
Магнитотеллурический метод 330  
Магнитная чистка 174, 189  
Мера активности 266, 268  
Модель простого динамо 212  
— двойного — 250  
Мультиполь 93
- Наклонение** 55  
Намагниченность естественная остаточная 137  
— индуктивная 170  
— индуцированная 137  
— тела 41  
— термоостаточная 170
- Палетки 330  
Полосы геомагнитные 106  
— виртуальные 175, 185  
— магнитные 61, 62  
Поллоидальное поле 225  
Проводимость продольная 360  
— Холла 360
- Радиус доверия 180  
Рекомбинационно-ионизационное уравнение 346
- Склонение 55  
Скорость радиоволн — групповая 337  
— — — фазовая 335  
Составляющие земного поля — горизонтальная 55  
— — — вертикальная 55  
— — — восточная 55  
— — — северная 55  
Съемка аэромагнитная 68, 79  
— магнитная морская 68, 71  
— — наземная 68, 69  
Сферический гармонический анализ 91
- Теллурические токи 326  
Тороидальное поле 225
- Функция сферическая** 86
- Частота критическая** — плазменная 340  
— — циклотронная 340  
**Числа Вольфа** 270
- Электропроводность ядра** 245  
**Эффект Форбуша** 421

## ОГЛАВЛЕНИЕ

	Стр.
Предисловие . . . . .	5
Введение . . . . .	8
1. Краткие исторические сведения . . . . .	—
2. Международный геофизический год . . . . .	18
3. Международная организация—Ассоциация геомагнетизма и аэронауки (IAGA) Международного союза геодезии и геофизики (UGGA) . . . . .	22

### ЧАСТЬ I. ГЛАВНОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

#### Глава I. Основные законы стационарного магнитного поля

§ 1. Уравнения стационарного магнитного поля . . . . .	23
§ 2. Решение уравнения Лапласа . . . . .	26
§ 3. Магнитное поле замкнутого линейного контура . . . . .	37
§ 4. Магнитный потенциал элементарного контура . . . . .	39
§ 5. Магнитное поле намагниченного тела . . . . .	40
§ 6. Разложение потенциала намагниченного тела в ряд по сферическим функциям . . . . .	47
§ 7. Решение обратной задачи — нахождение на поверхности сферы произвольного радиуса распределения плотности магнитного момента или токов по заданному распределению магнитного поля на поверхности земного шара . . . . .	51

#### Глава II. Описание магнитного поля Земли

§ 1. Элементы земного магнетизма . . . . .	55
§ 2. Графическое представление магнитного поля Земли. Магнитные карты . . . . .	57
§ 3. Методы исследования магнитного поля Земли . . . . .	68
1. Наземные магнитные съемки (68). 2. Морские магнитные съемки (71). 3. Аэромагнитная съемка (79). 4. Магнитные обсерватории (80)	

### Глава III. Аналитическое представление магнитного поля Земли

§ 1. Магнитное поле Земли как поле однородно намагниченной сферы . . . . .	82
§ 2. Представление магнитного потенциала Земли и его производных в виде ряда. Теория Гаусса . . . . .	85
§ 3. Разделение магнитного поля Земли на «внутреннее», «внешнее» и «вихревое» . . . . .	88
1. Поле внешних источников (88). 2. Поле внутренних и внешних источников (89). 3. Вихревое поле (90)	
§ 4. Физическое значение членов ряда Гаусса . . . . .	91
§ 5. Результаты вычислений коэффициентов $g_n^m$ и $h_n^m$ . . . . .	97
§ 6. Магнитный момент земного шара и градиенты магнитного поля Земли . . . . .	105

### Глава IV. Структура магнитного поля Земли

§ 1. Магнитное поле Земли как сумма полей различных источников . . . . .	113
§ 2. Методы разделения полей на составляющие . . . . .	114
§ 3. Материковое поле (недипольная часть главного поля) . . . . .	119
§ 4. Магнитные аномалии . . . . .	134

### Глава V. Вековые вариации

§ 1. Явления, связанные с вековыми вариациями . . . . .	142
1. Вековые вариации и вековой ход (142). 2. Вековые изменения магнитного момента Земли (144). 3. Зависимость векового хода от координат точки наблюдения. Карты изопор (150).	
4. Изменение векового хода с течением времени (155). 5. Зависимость векового хода от геологического строения (157).	
6. Связь с магнитной активностью (157). 7. О связи фокусов с сейсмической деятельностью Земли. (159)	
§ 2. Анализ результатов наблюдений вековых вариаций . . . . .	159

### Глава VI. Палеомагнетизм

§ 1. Палеомагнетизм и его физические основания . . . . .	167
§ 2. Методы палеомагнитных исследований . . . . .	171
1. Отбор образцов (172). 2. Определение направления вектора естественной остаточной намагниченности $J_n$ (172). 3. Определение направления магнитной оси земного поля (174).	
4. Оценка погрешности определения геомагнитных полюсов (178). 5. Результаты палеомагнитных исследований (180)	
§ 3. Результаты археомагнитных исследований . . . . .	189

### Глава VII. Физические теории главного магнитного поля Земли

§ 1. Гипотезы о происхождении магнитного поля Земли . . . . .	194
§ 2. Внутреннее строение Земли и ее физические свойства . . . . .	203
§ 3. Ядро земного шара как источник его магнитного поля . . . . .	211

	Стр.
§ 4. Математические обоснования теории динамоэффекта . . . . .	214
1. Движения в жидком ядре в отсутствие магнитного поля (217). 2. Ламинарное движение проводящей жидкой среды перпендикулярно магнитному полю $H_0$ (219). а) Случай, когда жидкость — идеальный проводник (220). б) Случай жидкой среды с конечной проводимостью (223)	
§ 5. Теория Э. Булларда. Вращение проводящей сферы в постоянном магнитном поле . . . . .	224
§ 6. Применение общих решений (7.41) к модели Булларда . . . . .	230
§ 7. Процесс самовозбуждения (регенерации) поля, совпадающего по направлению с первоначальным . . . . .	234
§ 8. Условия возможности образования вихревого магнитного поля $H_\lambda$ в ядре в процессе регенерации . . . . .	239
§ 9. Недипольная часть главного поля и вековые вариации с точки зрения динамо-теории . . . . .	245
§ 10. Теория самообращения (инверсии) магнитной оси земного шара . . . . .	—

## ЧАСТЬ II. ПЕРЕМЕННОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

### Глава VIII. Классификация вариаций магнитного поля Земли и методы их исследований

§ 1. Общие сведения и классификация магнитных вариаций . . . . .	255
§ 2. Методы выделения суточных магнитных вариаций (статистическая обработка) . . . . .	257
§ 3. Метод сферического и гармонического анализа вариаций . . . . .	260
1. Гармонический анализ (260). 2. Сферический анализ (262).	
§ 4. Магнитная активность и ее числовые характеристики . . . . .	265
§ 5. Солнечная активность и ее связь с магнитной активностью . . . . .	269

### Глава IX. Периодические магнитные вариации

§ 1. Солнечносуточные вариации . . . . .	274
§ 2. Система электрических токов, соответствующая полю суточных вариаций . . . . .	280
§ 3. Лунносуточные вариации . . . . .	286

### Глава X. Магнитные возмущения

§ 1. Классификация магнитных возмущений . . . . .	291
§ 2. Синфазные возмущения ( $S$ ) . . . . .	293
1. Нерегулярные вариации $D_I$ (297). 2. Интенсивность магнитных бурь (амплитуда) (299). 3. Частота магнитных бурь (300). 4. Аперриодическая возмущенная вариация $D_{st}$ (302).	
§ 3. Локальные возмущения ( $L$ ) . . . . .	308
§ 4. Перманентные вариации ( $P$ ) . . . . .	318
§ 5. Короткопериодные вариации . . . . .	320
§ 6. Связь вариаций магнитного поля с земными (теллурическими) токами . . . . .	326

### Глава XI. Явления, сопутствующие магнитным вариациям

§ 1. Ионосфера и ее свойства . . . . .	334
1. Теоретические основы ионосферного зондирования (335). 2. Ионосферная станция (336). 3. Групповая скорость распространения радиоволн (337). 4. Результаты ионосферного зон-	

дирования (338). Двойное лучепреломление (340). 6. Поглощение в слое  $D$  (342). 7. Зависимость высоты отражающих слоев от времени, места наблюдения и других параметров (344). 8. Состав ионосферы и образование ионизированных слоев (345). 9. Исследование ионосферы при помощи ракет и спутников (351). 10. Ионосферные бури (353). 11. Электропроводность ионосферы (356)

§ 2. Полярные сияния	364
1. Формы полярных сияний (364). 2. Направление лучей полярных сияний (365). 3. Высота полярных сияний (367). 4. Географическое распределение полярных сияний (370). 5. Суточное распределение полярных сияний (373). 6. Спектр полярных сияний (373). 7. Связь полярных сияний с магнитной и солнечной активностью (374)	

## Глава XII. Теории полярных сияний и магнитных возмущений

§ 1. Основные положения теории полярных сияний и магнитных возмущений	377
§ 2. Теория полярных сияний Штёрмера	378
§ 3. Физические причины солнечносуточной вариации	389
1. Теория, основанная на диамагнитном эффекте (390). 2. Теория дрейфтоков (393). 3. Теория динамоэффекта (397)	
§ 4. О физических причинах возмущений	399
1. Теория синфазного возмущения $S$ или $DCF$ (400). 2. Теория сторм-тайм вариации $D_{st}$ (402). 3. Теория локальных возмущений (405)	
§ 5. Радиационные зоны вокруг Земли	416
Приложение 1	423
Приложение 2	428
Приложение 3	430
Литература	431
Предметный указатель	440

*Борис Михайлович Яновский*

**Земной магнетизм I**

Редактор *З. И. Царькова*

Техн. редактор *Е. Г. Учаева*

Корректоры *М. В. Унковская,*

*С. К. Школьникова*

---

Сдано в набор 31 X 1963 г. М 24937.

Подписано к печати 14 IV 1964 г.

Уч.-изд. л. 28,65. Печ. л. 28. Бум. л. 14.

Формат бум. 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>.

Тираж 3750 экз. Заказ 798. Цена 96 к.

Тематический план 1963 г. № 10.

---

Типография ЛОЛГУ. Ленинград,

Университетская наб., 7/9.

ИСПРАВЛЕНИЯ

Страница	Строка	Напечатано	Следует читать
19	23 снизу	внутри	вне
35	Формула (1,43)	$4\pi U_p = \iint_S U \frac{\partial G}{\partial n} dS$	$4\pi U_p = - \iint_S U \frac{\partial G}{\partial n} dS$
36	16 снизу	$\dots + \frac{R}{\rho} \frac{r^2 - \rho'^2}{Rr'^2}$	$\dots + \frac{R}{\rho} \frac{r^2 - \rho'^2}{Rr'^3}$
36	Формула (1,48)	$\frac{\partial G}{\partial R} = \dots$	$-\frac{dG}{dR} = \dots$
39	Формула (1,55)	$U = -\frac{I}{c} \Omega = \dots$	$U = \frac{I}{c} \Omega = \dots$
102	Таблица 5 (столбец 6)	$\frac{1}{R} (\bar{U}_{ni} - \bar{U}_n)$	$\frac{1}{R} \left( \frac{\bar{U}_{ni}}{\bar{U}_n} \right)$
102	Таблица 5 (столбец 7)	$\frac{1}{R} (\bar{U}_{ne} - \bar{U}_n)$	$\frac{1}{R} \left( \frac{\bar{U}_{ne}}{\bar{U}_n} \right)$
318	16 сверху	относится к отсутствию	объясняется общностью
322	14 снизу	убывающей амплитудой	убывающим периодом
322	10 "	КУП	КПК
359	5 сверху	$H = 0$	$H \neq 0$
360	Формула (11,39)	$\dots - \sigma_2 \frac{[HE]}{H}$	$\dots + \sigma_2 \frac{[HE]}{H}$
385	9 сверху	$\Delta (1 + \sqrt{1 + \sin^2 \theta}) = \dots$	$\Delta (1 + \sqrt{1 + \sin^3 \theta}) = \dots$
385	11 "	$k^2 \sin^2 \theta - \Delta^2 - 2k\Delta = 0$	$k^2 \sin^2 \theta - \Delta^2 \sin \theta - 2k\Delta = 0$
385	13 "	$\sin \theta = \sqrt{\frac{2\Delta}{k} + \frac{\Delta^2}{k^2}}$	$\sin \theta = \sqrt{\frac{2\Delta}{k} + \frac{\Delta^4}{4k^4} + \frac{\Delta^2}{2k^2}}$
419	10 снизу	веществом	магнитным полем

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ЛЕНИНГРАДСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

Готовятся к выпуску в 1964 году следующие издания:

ГЕОЛОГИЯ

1. Ансберг Е. А., В. П. Боровицкий и др. **Практикум по общей гидрогеологии.** Учебное пособие. 15 п. л., цена 55 к. (в переплете). Выход в свет — III квартал.

2. Богданов Г. Ф. **Руководство по лабораторным исследованиям при искусственном укреплении грунтов.** 8 п. л., цена 24 к. Выход в свет — III квартал.

3. Бойченко П. О. **Определение пределов пластичности и консистенции глинистых грунтов методом конуса.** Методические указания. 3 п. л., цена 09 к. Выход в свет — III квартал.

4. Буракова Т. Н. **Кристаллооптические константы и их использование в микрохимическом анализе.** 10 п. л., цена 70 к. Выход в свет — III квартал.

5. Личков Б. Л. **К основам современной теории Земли (о взаимодействии земных оболочек).** 10 п. л., цена 70 к. Выход в свет — IV квартал.

6. Львов Б. К. **Петрология, минералогия и геохимия гранитоидов Качкарского района (Ю. Урал).** 13 п. л., цена 91 к. Выход в свет — IV квартал.

7. Миронова М. Г. **Позднекаменноугольные брахиоподы Башкирии.** 4 п. л., цена 28 к. Выход в свет — III квартал.

8. **Вопросы магматизма и метаморфизма.** Т. II. Сборник статей. Под ред. чл.-корр. АН СССР проф. Н. А. Елисеева. 17 п. л., цена 1 р. 30 к. Выход в свет — IV квартал.

9. **Минералогия и геохимия.** Сборник статей. Под ред. проф. А. А. Кухаренко. 16 п. л., цена 1 р. 12 к. Выход в свет — IV квартал.

ЗАКАЗЫ НАПРАВЛЯТЬ ПО АДРЕСУ:

1. Ленинград, Д-120, Литейный пр., 57, маг. Академкнига.
2. Ленинград, В-164, Менделеевская линия, 3/5,  
Издательство Ленгосуниверситета.

2708

96 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО  
ЛЕНИНГРАДСКОГО  
УНИВЕРСИТЕТА