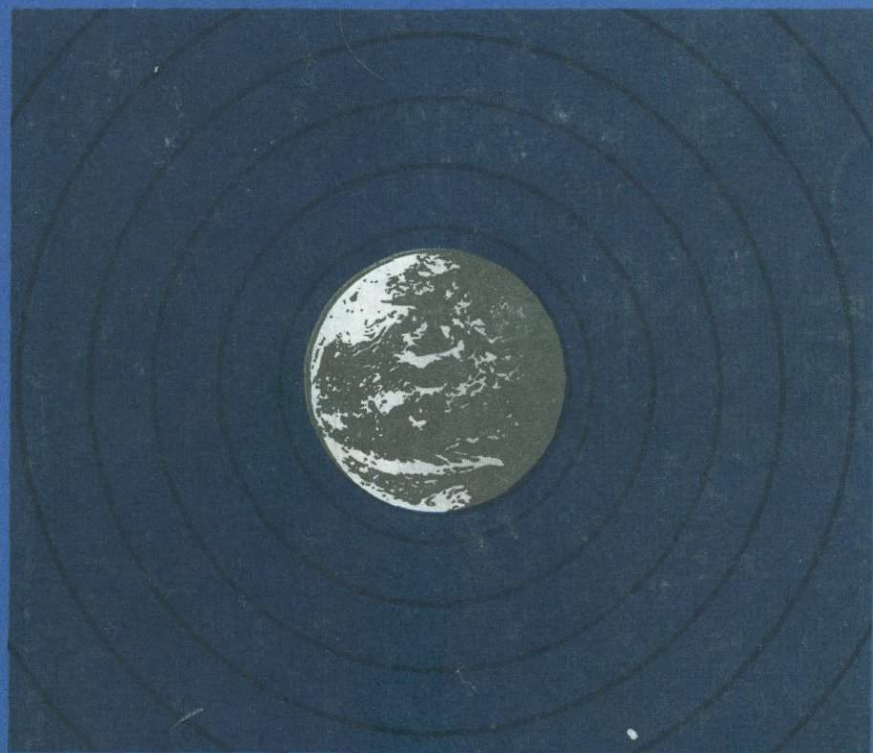


ЕСТЕСТВЕННОЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ
ПОЛЕ
ЗЕМЛИ



АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ОРДЕНА ЛЕНИНА ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ЗЕМЛИ ИМ. О. Ю. ШМИДТА

550.3

ЕСТЕСТВЕННОЕ
ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ
ПОЛЕ ЗЕМЛИ

5922



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»

Москва 1977



Сборник содержит результаты теоретического и экспериментального изучения геомагнитных пульсаций и ОНЧ-излучений, а также разработ- ки системы наблюдений.

Работа представляет интерес как для специалистов в области геомаг- нетизма, так и для широкого круга читателей, интересующихся геомаг- нитной и солнечной активностью.

Ответственный редактор

доктор физико-математических наук

Д.Н. ЧЕТАЕВ,

ЕСТЕСТВЕННОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

*Утверждено к печати Ордена Ленина Институтом физики Земли
им. О.Ю. Шмидта*

Редактор *Т.С. Барина*. Обложка художника *С.Б. Генкиной*
Художественный редактор *Т.П. Поленова*. Технический редактор *Г.П. Каренина*

Подписано к печати 27/VII-77 г. Т - 12954. Усл.печ.л. 6,5. Уч.-изд. л. 6,6.

Формат 60 x 90 1/16. Бумага офсетная № 1. Тираж 1100 экз.

Тип. зак. 401. Цена 70 коп.

Книга издана офсетным способом

Издательство "Наука", 117485, Москва, В-485, Профсоюзная ул., 94^а
1-я типография издательства "Наука". 199034, Ленинград, В-34, 9-я линия, 12

КЛАССИФИКАЦИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ СПЕКТРОВ ПУЛЬСАЦИЙ ТИПА $PiIC$

В. А. ТРОИЦКАЯ, А. Л. КАЛИШЕР

При исследовании какого-либо природного явления, имеющего различные модификации, необходимо решать и чисто описательные задачи. Если говорить о пульсациях типа $PiIC$, то прежде всего нужно отнести это явление к одному из классов, на которые делятся геомагнитные пульсации. В рамках общепринятой классификации пульсаций [1] $PiIC$ следовало бы отнести к непрерывным излучениям Pc , так как это явление обычно продолжается непрерывно в течение нескольких часов. В то же время в отличие от других типов непрерывных излучений (таких, как "жемчужины" $Pc1$, дневные устойчивые пульсации $Pc3$) колебания $PiIC$ имеют более иррегулярный характер, занимают больший диапазон частот и иногда осложнены резкими всплесками, изменениями режима и т. п. Поэтому $PiIC$ чаще (и обоснованно) относят к классу PiI (диапазон периодов $T = 1 \div 40$ с), а для того, чтобы подчеркнуть непрерывный характер излучения, добавляют индекс C (continuous)¹ — $PiIC$ [3].

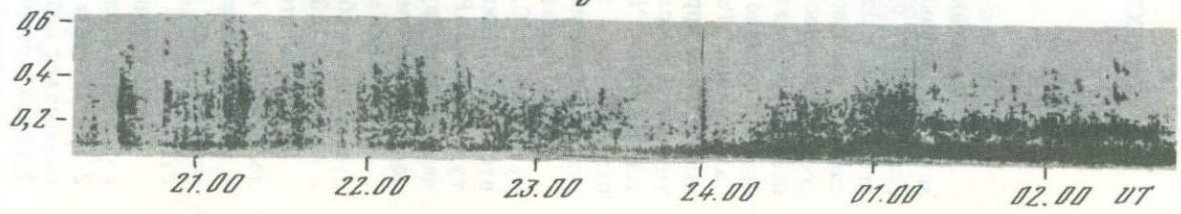
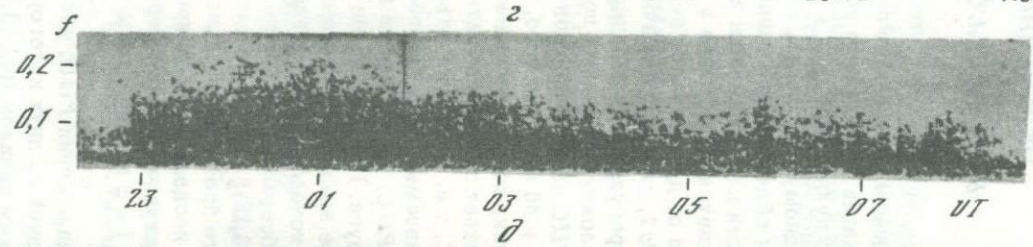
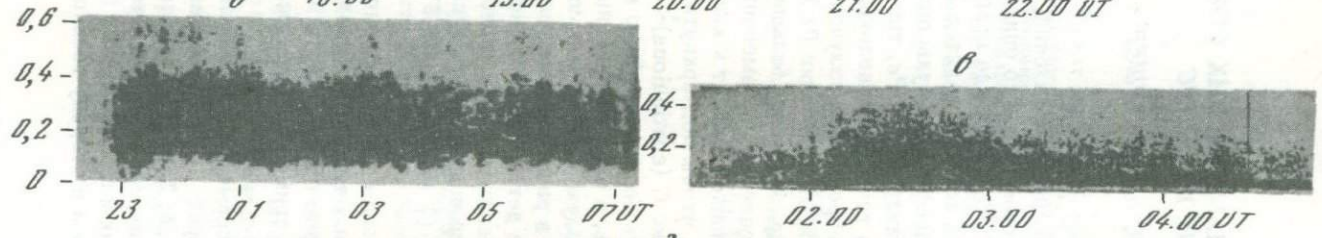
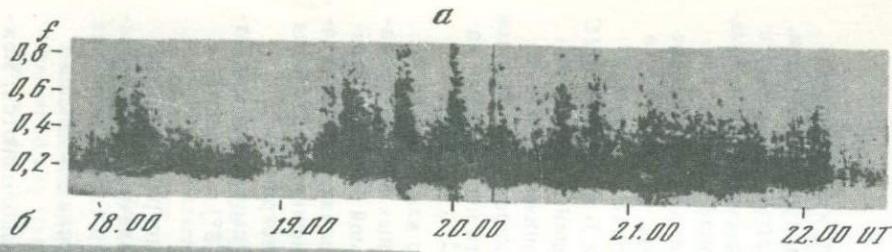
Далее возникает задача выбрать более подробную классификацию пульсаций $PiIC$, т. е. четко указать, в каких конкретных видах встречается рассматриваемый нами тип излучения. На видимой записи (амплитуда — время) $PiIC$, наблюдаемые в различных ситуациях, трудно отличить друг от друга. Поэтому более детальную классификацию $PiIC$ мы дадим на основе анализа динамических спектров (сонограмм).

В качестве исходного материала взяты записи пульсаций на магнитную ленту на обсерваториях Согра ($\Phi = 57^\circ$; $\Lambda = 129,8^\circ$) и Борок ($\Phi = 53,1^\circ$; $\Lambda = 123,2^\circ$).

В результате просмотра большого количества сонограмм нам удалось выделить несколько устойчивых видов $PiIC$, отличающихся структурой, типом вступления, характером средней части и типом окончания серий. На рис. 1 и 2 представлены примеры практически всех видов $PiIC$.

По типу начала серии $PiIC$, которые фактически наблюдаются, можно отнести к одной из двух категорий: 1) с плавным началом (рис. 1, а; 2, а) и 2) с резким началом (рис. 1, б; 2, в). В свою очередь плавное начало может содержать уширение спектра в сторону верхних частот (рис. 1, а) или в сторону как верхних, так и нижних частот (рис. 2, а, б). Серий с плавным началом и уширением в сторону только нижних частот нами не наблюдалось.

¹ Р. Хиккок [2] предпочитает обозначение PiC .



При резком вступлении серии обычно наблюдается широкополосный выброс (всплеск) (рис. 2, *в*). Иногда выброс отсутствует или слабо выражен (рис. 1, *б*).

При разделении *PiIC* по типу средней части серий принимается во внимание следующее:

- 1) обрезание спектра со стороны нижних частот;
- 2) наличие горизонтального просвета в центре шумовой полосы;
- 3) наличие шумовых куполов;
- 4) наличие выбросов (всплесков).

На рис. 1, *б, г* и 2, *в* наблюдается обрезание спектра со стороны нижних частот, а на рис. 1, *в-д* и 2, *г* такое обрезание отсутствует. В некоторых случаях наблюдается яркая центральная полоса и более слабый ореол. На осциллограмме это соответствует наиболее регулярным, квазисинусоидальным колебаниям. Горизонтальный просвет в центре спектра *PiIC* виден на рис. 2, *б*. В других приведенных примерах просвет отсутствует. Шумовой купол виден на рис. 1, *в* (см. также рис. 1, *г* и 2, *а, г*). Иногда серия *PiIC* сопровождается всплесками, как это видно из рис. 1, *г, д*. В других случаях всплески не возникают (рис. 1, *в, г* и 2, *г*).

Обычно серия *PiIC* заканчивается плавно, причем спектр сужается в сторону нижних частот (рис. 1, *г*; 2, *г*). В некоторых случаях (рис. 1, *г*) возникает резкий обрыв всего спектра. Иногда наблюдаются серии со сложным окончанием. Например, на рис. 1, *д* серия *PiIC* вырождается в квазидискретную сравнительно узкую полосу излучения.

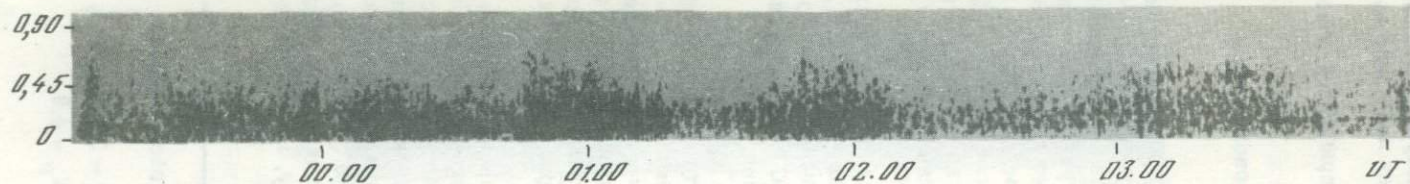
Обсудим кратко причину такого разнообразия форм динамических спектров *PiIC*. Возбуждение колебаний *PiIC* наблюдается при инжекции в магнитосферу облаков энергичных электронов во время суббурь [4–7]. Из этого следует, что можно ожидать сильную зависимость формы спектра колебаний от начальных условий инжекции и от состояния магнитосферной плазмы в области возбуждения. Различные детали динамического спектра *PiIC* содержат полезную информацию об этих условиях.

В момент инжекции электронов в окрестности полуночного меридиана обычно возникает всплеск *PiIB* (*B* – burst) [8]. Поэтому при наблюдении в окологлоуполночные часы серия *PiIC* часто начинается резко и с выбросом, т.е. относится к типу *PiIB* (рис. 2, *а*). При наблюдении в утренние часы начальный выброс обычно отсутствует, начало серии плавное (рис. 1, *г*; 2, *г*). Уширение спектра отражает сложную зависимость инкремента неустойчивости магнитосферной плазмы от частоты и, возможно, от времени. Аналогичным образом, по-видимому, можно объяснить сужение спектра в конце серии.

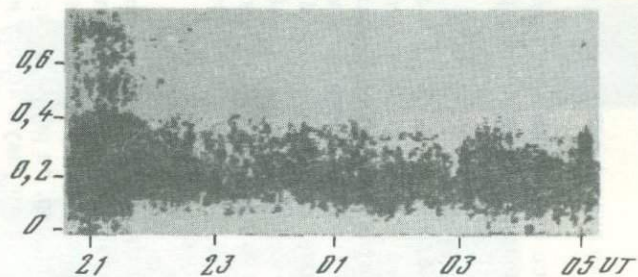
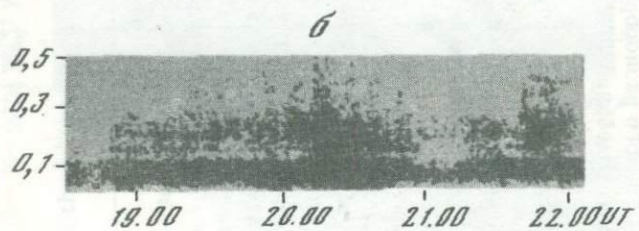
Рис. 1. Динамические спектры пульсаций типа *PiIC* на обсерватории Согра

а – 24.I 1969, $K_p = 4,7$; *б* – 18–19.VI 1972, $K_p = 4,7$; *в* – 27.VIII 1973, $K_p = 4,3$; *г* – 25–26.VII 1972, $K_p = 4,7$; *д* – 15.IX 1973, $K_p = 4,0$

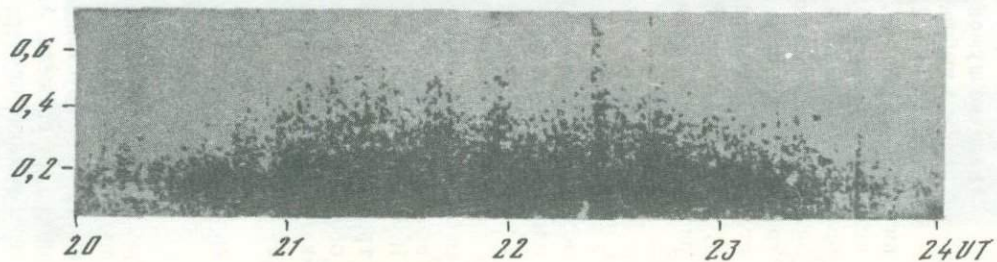
a



b



2



На рис. 1, *в* и 2, *а* в ходе развития серии *PiIC* наблюдается уширение спектра в сторону высоких частот ("шумовые купола"). В пределах серии колебаний имеется один или несколько "шумовых куполов", повторяющихся с периодичностью от 1,5 до 3,5 ч. Одним из вероятных источников модуляции частоты и амплитуды пульсаций *PiIC* может быть серия последовательных суббурь и связанные с ней повторные дополнительные инжекции горячей плазмы.

Обратим внимание еще на одну интересную особенность динамических спектров *PiIC* (см. рис. 2, *б*), наблюдаемую в некоторых случаях.

На рис. 3 показана серия *PiIC*, разделенная в центре полосы горизонтальным просветом на частоте $\sim 0,2$ Гц. Возмущенность очень велика ($Q \sim 7 \div 8$), что позволяет предположить существование в магнитосфере интенсивного электрического поля.

Появление просвета в спектре *PiIC* при сильных электрических полях нетрудно понять в рамках теории возбуждения колебаний дрейфующим облаком электронов. Из рис. 4 видно, что с увеличением E область, занятая авроральными электронами, смещается к Земле, причем происходит ее расщепление на две зоны. Если допустить, что каждая из этих зон возбуждает колебания типа *PiIC* с частотами, зависящими от параметра L зоны, то станет понятным появление просвета в спектре *PiIC* при достаточно сильном электрическом поле конвекции.

Возможна и другая интерпретация. Согласно теоретическим расчетам распространения гидромагнитных волн в ионосфере существует сложная зависимость коэффициента прохождения волн к Земле от частоты [10]. Мы не будем приводить этих результатов, так как расчеты сделаны для конкретных моделей среднеширотной ионосферы и их применимость к авроральной ионосфере во время суббурь вызывает сомнения. Однако основное свойство частотной зависимости коэффициента прохождения — наличие глубоких провалов — сохраняется в любых условиях, так как оно связано со слоистой структурой ионосферы. Просвет в спектре *PiIC* может быть связан именно с этой особенностью прохождения волн через ионосферу. Для исследования этой возможности требуется дополнительный анализ распространения волн в возмущенной ионосфере зоны сияний.

Мы отдаем предпочтение первой интерпретации, так как она позволяет естественно объяснить зависимость вероятности появления просвета от величины крупномасштабного электрического поля конвекции.

Выражаем благодарность Б.В. Довбне за помощь в анализе динамических спектров пульсаций.

Рис. 2. Динамические спектры пульсаций типа *PiIC* на обсерватории Борок

а — 22–23.I 1972, $K_p = 5,3$; *б* — 17.VI 1972, $K_p = 6,3$; *в* — 17–18.VI 1972, $K_p = 7,3$; *г* — 9.IX 1973, $K_p = 6,6$

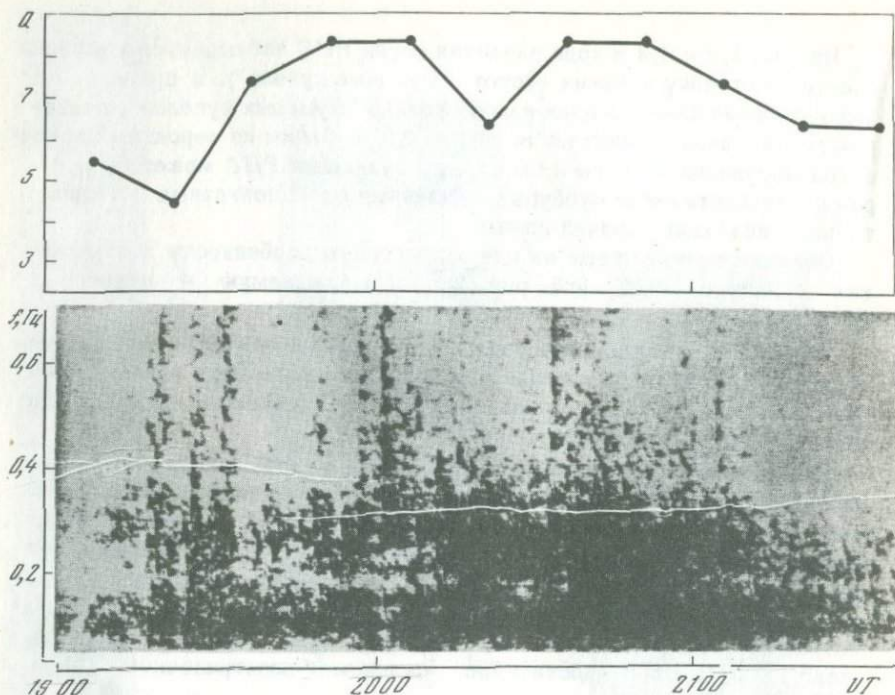


Рис. 3. Динамический спектр (частота—время) серии пульсаций PiIC с центральным просветом; обс. Борок, 28.1 1972

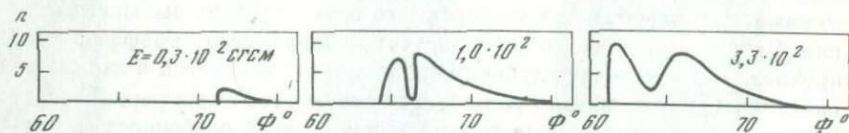


Рис. 4. Широтное распределение плотности авроральных электронов при различных значениях электрического поля (E) в магнитосфере [9]

ЛИТЕРАТУРА

1. Троицкая В.А. — "Геомагнетизм и аэронавигация", 1964, 4, № 3, с. 615.
2. Heacock R.R. — "J. Geophys. Res.", 1967, 72, р. 3905.
3. Калишер А.Д., Троицкая В.А. — В кн.: Исследования по геомагнетизму, аэронавигации и физике Солнца, вып. 34. Иркутск, СибИЗМИРАН, 1974.
4. Hessler V.P., Heacock R.R., Olesen J., Sucksdorff C., Kanags J. Polar micropulsations University of Alaska. College, Alaska, UAG R-220, 84, 1972.

5. *Campbell W.H.* — In: *Physics of Geomagnetic Phenomena*, v. 11. S. Matsushita, W.H. Campbell (Eds.) New York—London, Acad. Press, 1967, p. 821.
6. *Троицкая В.А., Матвеева Э.Т., Калишер А.Л.* — "Геомagnetизм и астрономия" 1973, 13, № 4.
7. *Gendrin R.* — "Space Sci Rev.", 1970, 11, p. 54.
8. *Гульельми А.В., Троицкая В.А.* Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М., "Наука", 1973.
9. *Исаев С.И., Пудовкина М.И.* Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. Л., "Наука", 1972.
10. *Greifinger C., Greifinger P.* — "J. Geophys. Res.", 1968, 73, p. 7473.

ДОПЛЕРОВСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ ФАЗОВОЙ СКОРОСТИ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

А. В. ГУЛЬБЕЛЬМИ, Н. М. БОНДАРЕНКО, В. Н. РЕПИН

Для построения физической модели геомагнитных пульсаций необходимо иметь информацию о фазовой скорости их распространения вдоль поверхности. Измерения фазовой скорости представляют существенный интерес и при исследовании структуры земной коры методами МТЗ.

Скорость распространения пульсаций в горизонтальном направлении определяется методами фазовых задержек [1, 2] и дирекционного анализа [3, 4]. Мы хотим обратить внимание на другой метод определения фазовых скоростей геомагнитных пульсаций, который основан на измерении доплеровского смещения частоты колебаний, зарегистрированных на Земле и ИСЗ с круговой орбитой.

Метод фазовых задержек сводится к измерению разности фаз $\Delta\Phi$ пульсаций на двух или более обсерваториях. По результатам таких измерений можно оценить проекцию фазовой скорости на линию, соединяющую обсерватории.

В работе [1] метод фазовых задержек применен к анализу пульсаций типа $Pc3$ и $Pi2$. Найдено, что фазовая скорость меняется в пределах $(2 \div 5) \cdot 10^6$ см/с.

Следует отметить, что в [1] производились измерения Z -составляющей геомагнитных пульсаций, величина и фаза которой, вообще говоря, зависят от локальных геологических условий¹. В этом смысле результаты работы [2], в которой регистрировалась H -составляющая, более корректны². Согласно [2] скорость распространения пульсаций с периодом - 35 с в азимутальном направлении порядка $5 \cdot 10^6$ см/с.

При измерении фазовых задержек может возникнуть неопределенность $\Delta\Phi \pm 2\pi n$, где n - целое число. В полной мере неопределенность устраняется лишь при использовании достаточно густой сети обсерваторий. Кроме того, точные измерения этим методом требуют высокой степени идентичности фазовых характеристик регистрирующих приборов на обсерваториях сети.

Принципиально новый метод дирекционного анализа, предложенный Д.Н. Четаевым [3, 4], позволяет определить путем измерения пяти

¹ На это обстоятельство обратили наше внимание Л.Н. Баранский и К.Ю. Зыбин.

² Фактически в [2] измерялась групповая скорость, так как временная задержка определялась по максимуму волнового пакета.

компонент электромагнитного поля пульсаций в одном пункте не только величину фазовой скорости в горизонтальном направлении, но и некоторые другие параметры (направление распространения, коэффициент затухания, проводимость земной коры). Применение дирекционного анализа к исследованию пульсаций в диапазоне $Pc3-4$ дает значения фазовой скорости $V \approx 10^6(1-2) \cdot 10^6$ см/с, что находится в соответствии с результатами [1, 2].

Каждый из рассмотренных методов имеет свои преимущества и недостатки, поэтому предлагаемый в данной работе доплеровский метод измерения фазовой скорости представляется не лишним.

Сущность доплеровского метода состоит в том, что частота пульсаций в двух пунктах: на земной поверхности ω и на ИСЗ с круговой орбитой ω' , находящемся в момент измерений в окрестности наземной обсерватории. По формуле трансформации частоты

$$\omega = \omega' + \vec{K} \vec{U}. \quad (1)$$

При известной скорости аппарата \vec{U} определяем длину волны λ вдоль траектории движения:

$$\lambda_{||} = \vec{U} / \Delta\omega, \quad (2)$$

где $\Delta\omega = \omega - \omega'$. Предполагается, что $\Delta\omega \ll \omega'$. Проекция фазовой скорости на траекторию ИСЗ, очевидно, равна

$$V_{||} = \lambda_{||} \omega. \quad (3)$$

В отличие от метода фазовых задержек [1] данный метод не требует идентичности фазовых характеристик регистрирующих приборов.

Для иллюстрации доплеровского метода рассмотрим следующий пример. В [5] исследована связь геомагнитных пульсаций с модуляцией VLF-излучений по данным ИСЗ "Интеркосмос-5", летавшем на ионосферных высотах. В одном из сеансов зарегистрирована квазисинусоидальная модуляция излучения в диапазоне 500 Гц. Частота модуляции $\omega' \approx 0,19$ с⁻¹. Во время сеанса ИСЗ находился вблизи обсерватории Борок и перемещался в интервале ~ 16–18 ч местного времени при почти постоянном значении параметра L . Местное время на обсерватории около 17 ч. На Земле в это время наблюдались пульсации с частотой $\omega \approx 0,15$ с⁻¹. По сдвигу частоты $\Delta\omega \approx 0,04$ с⁻¹ при $U \approx 8 \cdot 10^5$ см/с определяем $\lambda_{||} \approx 2 \cdot 10^7$ см и величину азимутальной компоненты фазовой скорости $V_{||} \approx 3 \cdot 10^6$ см/с. Наша оценка согласуется с данными работ [1–4]. Это позволяет, в частности, считать правдоподобной интерпретацию сдвига частот $\Delta\omega$ как следствие эффекта Доплера.

В заключение интересно отметить, что перемещение ИСЗ, которое обычно является помехой при исследовании быстропеременных процес-

сов, фактически может быть использовано для изучения структуры волнового поля доплеровским методом.

Авторы выражают искреннюю благодарность В.А. Троицкой, Д.Н. Четаеву и М.Б. Гохбергу за интерес к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Herron T.I. — "J. Geophys. Res.", 1966, 70, N 3, p. 871.
2. Гохберг М.Б., Похотелов О.А., Кочарянц Е.Б. ДАН СССР, 1971, 198, №3, с.568.
3. Четаев Д.Н. — "Изв. АН СССР. Физика Земли", 1970, № 2, с. 52,
4. Четаев Д.Н., Юдович В.А. — "Изв. АН СССР, Физика Земли", 1970, № 12, с.61.
5. Гульельми А.В., Вакулов П.В., Лихтер Я.И. и др. — "Космические исследования", 1977 (в печати).

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ АНАЛИЗА ПУЛЬСАЦИЙ
ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ В ИОНОСФЕРЕ
В ДИАПАЗОНЕ 0,1 - 1,0 Гц
ПО ДАННЫМ ИСЗ „ИНТЕРКОСМОС-10“

А. В. ГУЛЬЕЛЬМИ, С. И. КЛИМОВ, В. Н. РЕПИН

ИСЗ "Интеркосмос-10" был запущен 30 октября 1973 г. на орбиту с начальными параметрами: апогей 1477 км, перигей 265 км, наклонение 74° .

На ИСЗ производились зондовые измерения вариаций электрического поля в диапазоне 0,03–70 Гц. В данной работе сообщаются предварительные результаты анализа вариаций в диапазоне 0,1–1,0 Гц. Делается сопоставление спутниковых измерений с наземными наблюдениями геомагнитных пульсаций типа $Pi1$ и $Pc1$.

Типичный пример аperiодических вариаций электрического поля в ионосфере показан на рис. 1, а. Во время наблюдения спутник имел географические координаты: широта -60° , долгота $-19,5^\circ$. Ввиду явной нестационарности вариаций целесообразно применить метод спектрально-временного анализа [1]. Результат представлен на рис. 1, а. Максимум спектральной плотности наблюдается в 0147,50 UT при $T' \sim 8$ с. Спектр вариаций широкий и имеет характерную клиновидную форму, простираясь в область более коротких периодов до $T' \sim 1$ с. В рамках общепринятой классификации это событие следует отнести к типу $Pi1$.

На магнитограмме обсерватории Борк (рис. 1, в, развертка 30 мм/мин) видны слабые следы геомагнитных пульсаций типа $Pi1$ ($T \sim 10$ с). Во время сеанса ИСЗ отстоял от обсерватории на 2° по широте и 20° по долготе. Не исключено, что в Борке и на ИСЗ наблюдалось одно и то же явление. Однако это предположение требует дополнительной проверки.

На ИСЗ "Интеркосмос-10" были зарегистрированы и квазипериодические вариации электрического поля (рис. 2, а). Во время наблюдений ИСЗ находился на 4° севернее и на 2° западнее обсерватории Согра, где была зарегистрирована серия геомагнитных пульсаций типа $Pi1$ (рис. 2, б). Как видно, на Земле наблюдалось узкополосное излучение с несущим периодом $T \approx 1,7$ с. Форма колебаний электрического поля в ионосфере менее регулярна, однако период $T' \approx 1,85$ с, измеренный по пяти циклам, практически совпадает с периодом на Земле.

Для более корректной оценки периода T' был сделан спектрально-временной анализ этого события (рис. 3). Максимум спектральной плотности в момент 0451,45 UT приходится на $T' \approx 1,8$ с, что вполне

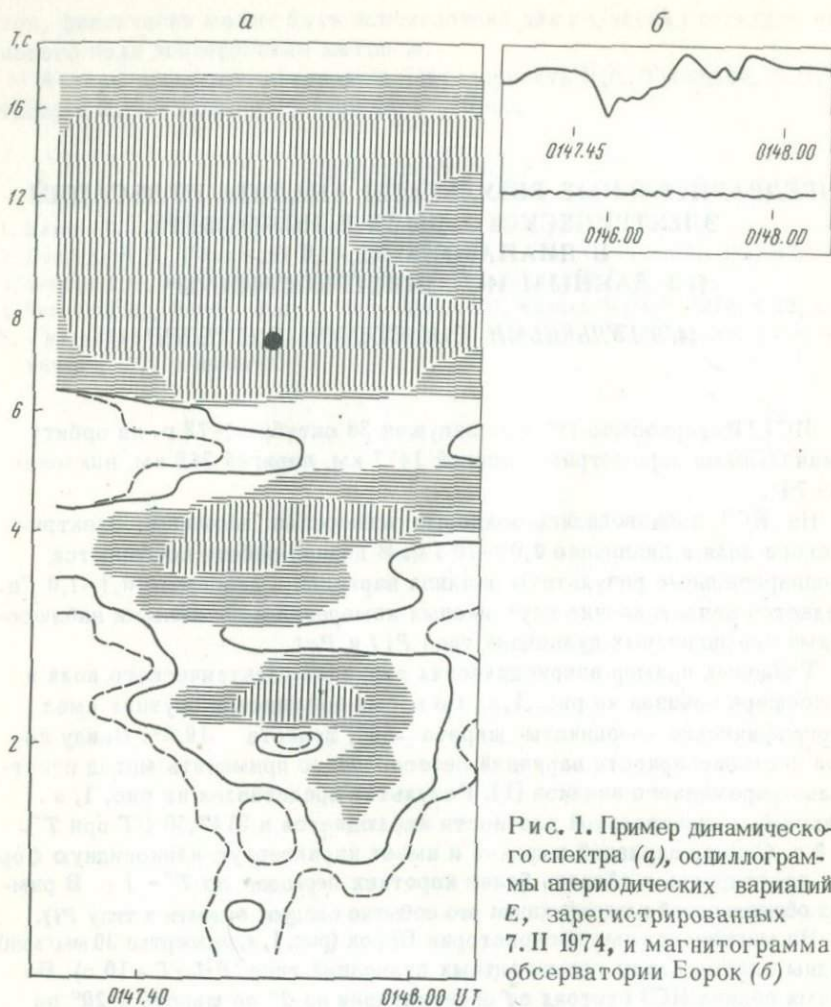


Рис. 1. Пример динамического спектра (а), осциллограммы аperiodических вариаций E , зарегистрированных 7. II 1974, и магнитограмма обсерватории Борок (б)

соответствует как оценке T' по видимой записи, так и периоду $Pc1$ на Земле. Вероятно, явления, наблюдавшиеся на Земле и ИЗС, генетически связаны.

Результат сопоставления периодов геомагнитных пульсаций $Pc1$, зарегистрированных на обсерваториях Согра и о. Хейса, и пульсаций электрического поля по данным "Интеркосмос-10" в интервале 13 - 20. II 1974 представлен на рис. 4. Во время сеансов ИЗС отстоял по крайней мере от одной из обсерватории не более чем на 7° по широте и 25° по долготе. Точки, соединенные штриховой линией, соответствуют сложному режиму колебаний с двумя видимыми периодами. Большой разброс не является неожиданным ввиду различия типов регистрирующих приборов и условий наблюдения (на Земле и на движущемся в ионосфере объекте), поэтому мы можем сделать вывод о соответствии

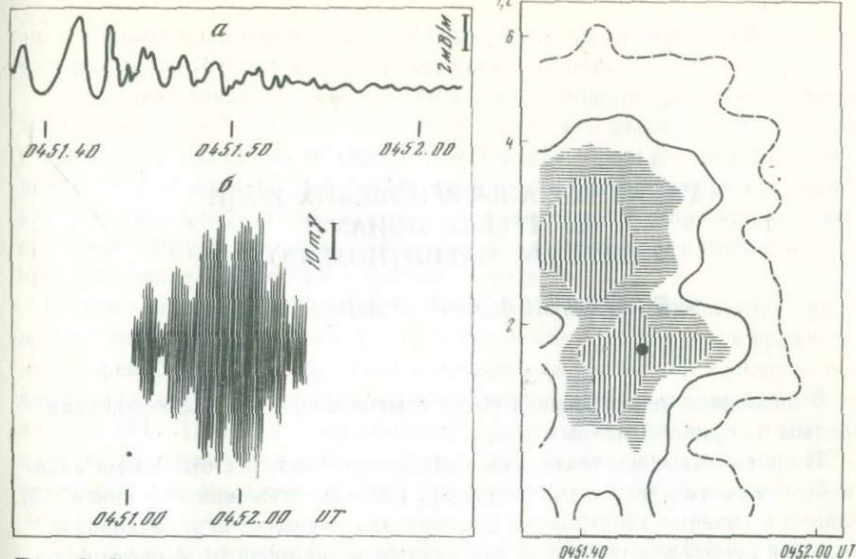
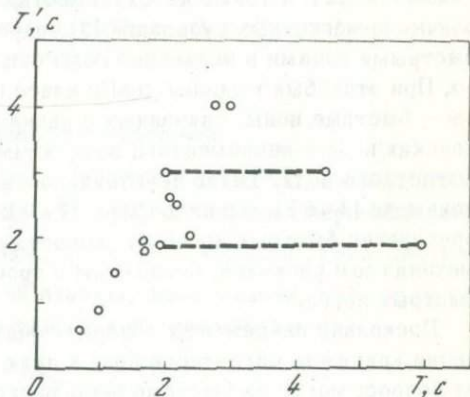


Рис. 2. Сопоставление квазипериодических вариаций электрического поля (а) (ИСЗ, 20.II 1974 г.) с геомагнитными пульсациями типа $Pi1$ (б) (обс. Согра)

Рис. 3. Динамический спектр пульсаций электрического поля в ионосфере (ИСЗ, 20.II 1974)

Рис. 4. Сопоставление несущего периода пульсаций электрического поля в ионосфере T' с периодом геомагнитных пульсаций на земной поверхности T



периодов колебаний, измеренных на ИСЗ и на земной поверхности. Если гипотеза подтвердится в ходе дальнейших исследований, то она может иметь большое значение для понимания физической природы геомагнитных пульсаций типа $Pc1$.

Авторы благодарят Р.А. Рахматулина и Г.П. Воробьеву на помощь в проведении спектрально-временного анализа, В.А. Троицкую и Н.М. Бондаренко — за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Грудева Н. П., Левшин А. А. и др. — Теоретическая геофизика. М., "Наука", 1971.

РАСКАЧКА АЛЬФВЕНОВСКИХ ВОЛН БЫСТРЫМИ ИОНАМИ В ПРЯМОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. Б. МИХАЙЛОВСКИЙ, О. А. ПОХОТЕЛОВ

В последнее время широко обсуждаются вопросы взаимодействия плазмы с группой быстрых ионов.

Теоретическое изучение взаимодействия плазмы с быстрыми ионами было начато давно (см., например, работы, отмеченные в книге [1]). Однако в течение длительного времени это изучение ограничивалось рамками приближения однородной плазмы в однородном магнитном поле. В связи с интенсификацией исследований по проблеме реакторотокамаков [2], а также необходимостью интерпретации механизмов генерации геомагнитных пульсаций [3] вопросы взаимодействия плазмы с быстрыми ионами в последние годы стали исследоваться более тщательно. При этом был выявлен новый класс неустойчивостей системы плазма — быстрые ионы, связанных с раскачкой быстрыми ионами альфвеновских волн с инкрементом, зависящим от кривизны силовых линий магнитного поля. Такие неустойчивости были рассмотрены в условиях токамака [4–6] и магнитосферы [7–9]. В случае максвелловского распределения быстрых ионов по скоростям они обусловлены "дрейфовым" механизмом раскачки, связанным с пространственной неоднородностью быстрых ионов.

Поскольку инкременты обнаруженных неустойчивостей при стремлении кривизны магнитного поля к нулю стремятся к нулю, то возникает вопрос: могут ли быстрые ионы раскачивать альфвеновские волны в случае прямого магнитного поля? Выяснение этого вопроса представляет интерес, в частности, в связи с обсуждаемыми проектами термоядерных реакторов типа тэта-пинча. В плазменных устройствах такого типа радиус кривизны силовых линий магнитного поля существенно больше поперечного размера плазмы, что дает основание приближенно считать магнитное поле тэта-пинча прямым. Кроме того, исследование этого вопроса важно для выяснения механизма генерации геомагнитных пульсаций в случае, когда кривизна геомагнитного поля мала и для интерпретации экспериментов по взаимодействию быстрых ионов с плазмой, удерживаемой в адиабатических ловушках малой кривизны.

Учитывая гидродинамический анализ, проведенный в работе [10], можно показать, что механизм неустойчивостей, обнаруженных в [4–9], связан со сжимаемостью быстрых ионов в кривом магнитном поле. Поэтому при исследовании раскачки альфвеновских волн быстрыми иона-

ми в прямом магнитном поле необходимо учесть ту часть сжимаемости, которая не зависит от кривизны магнитного поля.

Гидродинамический анализ колебаний неоднородной плазмы в прямом магнитном поле [11] свидетельствует о том, что сжимаемость плазмы в прямом магнитном поле определяется параметром β — отношением давления плазмы к давлению магнитного поля. Поэтому при исследовании раскачки альфвеновских волн быстрыми ионами в прямом магнитном поле следует учитывать эффекты, зависящие от отношения давления этих ионов к давлению магнитного поля.

Изучение роли сжимаемости плазмы в альфвеновских волнах при нулевой кривизне силовых линий магнитного поля осложняется также тем, что в пренебрежении эффектами конечного ларморовского радиуса ионов альфвеновские волны оказываются нечувствительными к сжимаемости плазмы [11, 12]. Роль сжимаемости плазмы в альфвеновских волнах в случае прямого магнитного поля обнаруживается лишь при конечном отношении ларморовского радиуса ионов к поперечной длине волны возмущений [13, 14].

Из сказанного выше следует, что для изучения "дрейфовой" раскачки альфвеновских волн быстрыми ионами в случае прямого магнитного поля необходимо получить дисперсионное уравнение для альфвеновских волн при конечном давлении быстрых ионов и конечном отношении их ларморовского радиуса к поперечной длине волны.

§ 1. Дисперсионное уравнение

Выберем ортогональную систему координат с осью Z , направленной вдоль постоянного магнитного поля \vec{B}_0 . Ось X направим перпендикулярно \vec{B}_0 , по неоднородности плазмы, а ось Y — перпендикулярно первым двум. Исследуем колебания такой плазмы, предполагая, что все возмущенные величины зависят от координат и времени по закону

$$\exp \{ -i\omega t + i \int k_x(x) dx + ik_y y + ik_z z \}.$$

Волновое число k_x будем считать большим по сравнению с обратным размером неоднородности плазмы. Последнее обстоятельство позволяет применить "квазиклассическое" приближение.

Выразим электрическое поле возмущений \vec{E} через скалярный Ψ и векторный \vec{A} потенциалы:

$$\vec{E} = -\nabla \Psi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}. \quad (1.1)$$

Величины Ψ и \vec{A} соответствуют составляющим \vec{E} , если калибровка является кулоновской:

$$\text{div } \vec{A} = 0. \quad (1.2)$$

Согласно работе [13] градиентные эффекты важны лишь для возмущений с продольным волновым числом, значительно меньшим попереч-

ного $k_z \ll k_\perp$, где $k_\perp = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$. При этом условии соотношение (1.2) приближенно сводится к $\text{div} \vec{A}_\perp = 0$ и означает $\vec{k}_\perp \vec{A}_\perp = 0$. Две другие проекции при этом имеют простой смысл: продольная проекция A_z характеризует возмущенное магнитное поле, перпендикулярное к основному \vec{B}_\perp , а поперечная A_\perp — параллельное основному \vec{B}_z :

Поперечные компоненты \vec{A}_\perp определяются соотношением

$$A_\perp = [\vec{k}_\perp, \vec{A}_\perp]_z / k_\perp; \quad (1.3)$$

Проекции A_x, A_y выражаются через A_\perp так (учтено $\vec{k}_\perp \vec{A}_\perp = 0$):

$$A_x = -A_\perp (k_y/k_\perp), \quad A_y = A_\perp (k_x/k_\perp); \quad (1.4)$$

Если колебания непотенциальны, то плотность заряда ρ зависит как от Ψ , так и от A_\perp и A_z , т.е.

$$\rho = \rho(\Psi) + \rho(A_\perp) + \rho(A_z). \quad (1.5)$$

В этом случае уравнение Пуассона имеет вид

$$\epsilon_{00} \Psi - \frac{4\pi}{k^2} [\rho(A_\perp) + \rho(A_z)] = 0, \quad (1.6)$$

где ϵ_{00} — скаляр диэлектрической проницаемости.

Уравнение (1.6) должно быть дополнено еще двумя соотношениями между Ψ, A_\perp, A_z , которые можно получить из уравнений Максвелла

$$\text{rot} \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} - i \frac{\omega}{c} \vec{E}. \quad (1.7)$$

Поперечная и продольная проекции уравнения (1.7) имеют вид

$$k^2 A_\perp = (4\pi/c) j_\perp + (\omega^2/c^2) A_\perp, \quad (1.8)$$

$$k^2 A_z = (4\pi/c) j_z + (\omega^2/c^2) A_z,$$

где $j_\perp = [\vec{k}_\perp, \vec{j}_\perp]_z / k_\perp$ — составляющая тока, перпендикулярная волновому вектору и равносному магнитному полю.

При рассмотрении эффектов непотенциальности совокупность уравнений (1.6), (1.8) будем использовать в качестве исходной.

Полагая, что непотенциальная часть плотности заряда найдена, представим ее в виде

$$\{\rho(A_\perp), \rho(A_z)\} = \frac{k_\perp \omega}{4\pi c} \{\epsilon_{02} A_\perp, \epsilon_{03} A_z\}. \quad (1.9)$$

Поясним смысл величин ϵ_{02} , ϵ_{03} . Согласно уравнению непрерывности

$$\rho = \frac{1}{\omega} (\vec{k} \vec{j} - i \frac{\partial j_\alpha}{\partial x_\alpha}) = \frac{1}{\omega} (k_\alpha \sigma_{\alpha\beta} - i \frac{\partial \sigma_{\alpha\beta}}{\partial x_\beta}) E_\beta. \quad (1.10)$$

Выражая \vec{E} через потенциалы, находим

$$\{\rho(A_\perp), \rho(A_z)\} = \frac{ik_\perp}{c} \{\sigma_{02} A, \sigma_{03} A_z\}, \quad (1.11)$$

где

$$\sigma_{02} = \frac{1}{k_\perp^2} (k_\alpha - i \frac{\partial}{\partial x_\alpha}) (\sigma_{\alpha y} k_x - \sigma_{\alpha x} k_y), \quad (1.12)$$

$$\sigma_{03} = \frac{1}{k_\perp} (k_\alpha - i \frac{\partial}{\partial x_\alpha}) \sigma_{\alpha z}.$$

Введенные в (1.9) величины ϵ_{02} , ϵ_{03} выражаются через σ_{02} , σ_{03} следующим образом:

$$(\epsilon_{02}, \epsilon_{03}) = \frac{4\pi i}{\omega} (\sigma_{02}, \sigma_{03}). \quad (1.13)$$

Видно, что в случае однородной плазмы величины ϵ_{02} , ϵ_{03} представляют собой произведения компонент тензора диэлектрической проницаемости на волновой вектор. В неоднородной плазме к ним добавляются градиентные члены, обусловленные конвекцией зарядов.

Далее находим связь входящих в уравнение (1.8) токов j_\perp , j_z с потенциалами Ψ , A_\perp , A_z . Полагая, что в соотношении $j_\alpha = \sigma_{\alpha\beta} E_\beta$ величины $\sigma_{\alpha\beta}$ известны, получаем

$$j_\perp = -ik_\perp \sigma_{20} \Psi + \frac{i\omega}{c} (\sigma_{22} A_\perp + \sigma_{23} A_z), \quad (1.14)$$

$$j_z = -ik_\perp \sigma_{30} \Psi + \frac{i\omega}{c} (\sigma_{32} A_\perp + \sigma_{33} A_z),$$

где

$$\sigma_{20} = \frac{1}{k_\perp^2} (k_x \sigma_{y\beta} - k_y \sigma_{x\beta}) k_\beta,$$

$$\sigma_{30} = \frac{1}{k_\perp} \sigma_{z\beta} k_\beta,$$

$$\sigma_{22} = \frac{1}{k_\perp^2} [k_x^2 \sigma_{yy} + k_y^2 \sigma_{xx} - k_x k_y (\sigma_{yx} + \sigma_{xy})],$$

$$\sigma_{23} = \frac{1}{k_\perp} (k_x \sigma_{yz} - k_y \sigma_{xz}), \quad (1.15)$$

$$\sigma_{32} = \frac{1}{k_{\perp}} (\sigma_{zy} k_x - \sigma_{zx} k_y),$$

$$\sigma_{33} = \sigma_{zz}.$$

Из (1.6) – (1.9), (1.14) и (1.15) получаем дисперсионное уравнение

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{00} & \epsilon_{02} & \epsilon_{03} \\ \epsilon_{20} & \epsilon_{22} - N^2 & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{30} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} - N^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (1.16)$$

Здесь соответствующие компоненты ϵ_{ik} , ($i, k = 0, 2, 3$) связаны с σ_{ik} определенными соотношениями (1.15), уравнениями типа (1.13), а $N^2 = k^2 c^2 / \omega^2$.

§ 2. Интегралы движения частиц и равновесное состояние плазмы в неоднородном магнитном поле

Вследствие асимметрии стационарного распределения частиц по поперечным скоростям средняя скорость каждой компоненты плазмы поперек магнитного поля $\vec{V}_{\perp 0}$ отлична от нуля. Согласно [15] эта скорость равна

$$\vec{V}_{\perp 0} = [\vec{e}_z, \vec{\nabla} p_{\perp}] / m\omega B. \quad (2.1)$$

С движением компонент плазмы связан ток, направленный поперек магнитного поля:

$$\vec{j}_{\perp} = \sum_{i, e} en_0 \vec{V}_{\perp 0} = \frac{c}{B_0} [e_z, \vec{\nabla} \sum_{i, e} p_{\perp}]. \quad (2.2)$$

Вследствие этого магнитное поле \vec{B}_0 , предполагаемое однородным, в действительности не является таковым. С помощью уравнений Максвелла находим, что ток $\vec{j}_{\perp 0}$ связан с поперечным градиентом \vec{B}_0 :

$$\vec{\nabla}_{\perp} B_0 = \frac{4\pi}{c} [e_z, \vec{j}_{\perp 0}]. \quad (2.3)$$

Учитывать неоднородность плазмы и пренебрегать при этом неоднородностью магнитного поля можно, если только $\partial \ln B_0 / \partial \ln p \ll 1$.

Из (2.2) и (2.3) следует, что это неравенство удовлетворяется при условии

$$\beta = 8\pi(p_{\perp i} + p_{\perp e}) / B_0^2 \ll 1. \quad (2.4)$$

Таким образом, приближение однородного магнитного поля относится только к плазме с малым β ($\beta \ll 1$). При исследовании неустойчивостей плазмы с конечным β магнитное поле следует считать неоднородным.

В прямом магнитном поле, помимо сохранения поперечной энергии частиц $\epsilon_{\perp} = v_{\perp}^2/2$ и продольной скорости, существует еще точный "неоднородный" интеграл уравнений движения частиц. Таковым является проекция обобщенного импульса, перпендикулярная полю и направлению неоднородности¹:

$$V_y = v_y + \int \omega_B(x) dx. \quad (2.5)$$

При этом связь равновесной функции распространения с интегралами движения имеет вид

$$f(x, \vec{v}) = F(\epsilon_{\perp}, v_z, V_y). \quad (2.6)$$

При условии, что поле является слабонеоднородным

$$v_{\perp}/\omega_B \left| \vec{\nabla} \ln B_0 \right| \ll 1, \quad (2.7)$$

выражение (2.6) можно разложить в ряд по $v_y/\int \omega_B dx$:

$$f(x, \vec{v}) = F(\epsilon_{\perp}, v_z, \int \omega_B dx) + k_y \frac{\partial F}{\partial V_y}. \quad (2.8)$$

§ 3. Равновесные траектории

Движение частицы в неоднородном магнитном поле определяется уравнениями

$$d\vec{v}/dt = -[\vec{v}, \vec{\omega}_B(\vec{r})], \quad d\vec{r}/dt = \vec{v}. \quad (3.1)$$

При $\vec{\nabla} \cdot B_0$ зависимость скорости и координат от времени имеет вид

$$\begin{aligned} x(t) &= x_0 - \frac{v_{\perp 0}}{\omega_B} \{ \sin[\alpha_0 - \omega_B(t - t_0)] - \sin \alpha_0 \}, \\ y(t) &= y_0 + \frac{v_{\perp 0}}{\omega_B} \{ \cos[\alpha_0 - \omega_B(t - t_0)] - \cos \alpha_0 \}, \end{aligned} \quad (3.2)$$

$$z(t) = z_0 + v_{z0}(t - t_0),$$

$$v_x(t) = v_{\perp 0} \cos[\alpha_0 - \omega_B(t - t_0)],$$

$$v_y(t) = v_{\perp 0} \sin[\alpha_0 - \omega_B(t - t_0)],$$

$$v_z = v_{z0},$$

где $v_{\perp 0} = |\vec{v}_{\perp}(t - t_0)|$, $v_{z0} = v_z(t_0)$, $\alpha_0 = \text{arctg}(v_y(t_0)/v_x(t_0))$ а x_0, y_0, z_0 - координаты в момент времени $t = t_0$.

¹ Неоднородность плазмы предполагается направленной по оси X.

При $\vec{\nabla} B_0 \neq 0$ найти точное решение уравнений (3.1) не удается. Используя предположение о слабой неоднородности поля (2.3), можно найти приближенное решение.

Будем интересоваться движением частиц только поперек магнитного поля, так как продольное движение не зависит от магнитного поля. Ограничимся учетом членов нулевого и первого приближений по параметру (2.7). В нулевом приближении полагаем, что частица движется в постоянном магнитном поле, равном его значению в точке ведущего центра частицы

$$B_0^{(0)} = B_0 \left(x_0 + \frac{v_{\perp 0}}{\omega_B^{(0)}} \sin \alpha_0 \right), \quad (3.3)$$

где $\omega_B^{(0)} = \omega_B(B_0^{(0)})$. Координаты и скорости нулевого приближения $\vec{v}^{(0)}(t)$, $\vec{r}^{(0)}(t)$ определяются уравнениями (3.2) при $\omega_B = \omega_B^{(0)}$.

Далее учитываем, что в действительности на частицу действует поле равное значению поля в точке траектории. В качестве последней принимаем координату нулевого приближения. Поле в точке траектории отличается от $B_0^{(0)}$ на величину

$$B_0^{(1)}(x) = - \frac{\kappa_B v^{(0)}(t)}{\omega_B^{(0)}} B_0^{(0)}, \quad (3.4)$$

где $\kappa_B = \partial \ln B_0^{(0)} / \partial x$. Подставляя в (3.1) сумму (3.3) и (3.4), получаем систему уравнений первого приближения

$$\begin{aligned} \frac{d\vec{v}^{(1)}}{dt} &= [\vec{v}^{(1)}, \omega_B^{(0)}] - \frac{\kappa_B v^{(0)}(t)}{\omega_B^{(0)}} [\vec{v}^{(0)}(t), \vec{\omega}_B^{(0)}], \\ \frac{d\vec{r}^{(1)}}{dt} &= \vec{v}^{(1)}. \end{aligned} \quad (3.5)$$

Решение этой системы имеет вид

$$v_{\perp}^{(1)}(t) = - \frac{\kappa_B [v_x^{(0)}(t) - v_x^{(0)}(t_0)]}{(\omega_B^{(0)})^2} [\vec{v}^{(0)}(t), \vec{\omega}_B^{(0)}],$$

$$x^{(1)}(t) = - \frac{u_B}{2\omega_B^{(0)}} \{ \cos 2[\alpha_0 - \omega_B^{(0)}(t - t_0)] - \cos 2\alpha_0 +$$

$$+ \frac{2u_B}{\omega_B^{(0)}} \cos \alpha_0 \{ \cos [\alpha_0 - \omega_B^{(0)}(t-t_0)] - \cos \alpha_0 \}, \quad (3.6)$$

$$y^{(1)}(t) = u_B(t-t_0) + \frac{u_B}{2\omega_B^{(0)}} \{ \sin 2[\alpha_0 - \omega_B^{(0)}(t-t_0)] - \sin 2\alpha_0 \} + \frac{2u_B}{\omega_B^{(0)}} \cos \alpha_0 \{ \sin [\alpha_0 - \omega_B^{(0)}(t-t_0)] - \sin \alpha_0 \}.$$

Здесь величина $u_B = \kappa_{\perp} v_{\perp 0}^2 / 2\omega_B^{(0)}$ имеет смысл скорости дрейфа частиц в неоднородном поле, что следует из усреднения по времени первого либо третьего уравнения (3.6). Дрейф частиц направлен поперек магнитного поля и его градиента, так что

$$v_{\perp}^{(1)}(t) = u_B [\vec{e}_z, \vec{e}_x], \quad (3.7)$$

где $\vec{e}_x = \vec{\nabla} p_{\perp} / |\vec{\nabla} p_{\perp}|$.

Итак, уравнения первого приближения описывают направленное движение частицы поперек магнитного поля и осцилляции с циклотронной частотой и ее второй гармоникой. Наиболее важным эффектом является направленное движение, поскольку осцилляторное движение есть и в нулевом приближении.

§ 4. Возмущенная функция распределения

Интегрируя кинетическое уравнение Больцмана-Власова стандартным образом по траекториям (3.6), получим

$$f(k, \omega, \mathbf{x}, \vec{v}) = -\frac{ie}{m} \left\{ \frac{1}{\omega} [E_z \left(\frac{\partial F}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} \right) + E_y \frac{\partial F}{\partial V_y}] + \Phi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n \left[\frac{1}{k_{\perp}^2} (n\omega_B J_n k_{\perp} E_{\perp} + iJ_n' k_{\perp} v_{\perp} [k_{\perp}, E_{\perp}]) + J_n (u_B E_y + v_z E_z) \right] \exp[i\xi \sin(\alpha - \phi) - in(\alpha - \phi)] \right\}, \quad (4.1)$$

где $\xi = k_{\perp} v_{\perp} / \omega_B$, $J_n = J_n(\xi)$ — функция Бесселя порядка n ,

$$\phi = \arctg(k_y/k_x), \quad \zeta_n = (\omega - n\omega_B - k_z v_z - k_y u_B)^{-1},$$

$$\Phi = \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} + \frac{k_z}{\omega} \left(\frac{\partial F}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} \right) + \frac{k_y}{\omega} \frac{\partial F}{\partial V_y}.$$

Компоненты \vec{E} выражаем через Ψ , A_z и A_{\perp} . При такой форме записи, используемой в дальнейшем, имеем

$$f(\vec{k}, \omega, x, \vec{v}) = \frac{e}{m} \left\{ \psi \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} + \frac{1}{c} [A_z \left(\frac{\partial F}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} \right) + \right. \\ \left. + A_{\perp} \cos \phi \frac{1}{B_0} \frac{\partial F}{\partial V_y} \right] - \omega \Phi \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n \left[J_n \left(\Phi - \frac{v_z}{c} A_z \right) + \right. \\ \left. + (i v_{\perp} J_n' + u_B J_n \cos \phi A_{\perp}) \right] \exp [i \xi \sin(\alpha - \phi) - in(\alpha - \phi)]. \quad (4.2)$$

§ 5. Диэлектрическая проницаемость неоднородной бесстолкновительной плазмы конечного давления

С помощью (4.2) находим плотность заряда и две компоненты тока: j_z и $j_{\perp} = [k_{\perp}, j]_z / k_{\perp}$. Далее, используя соотношения (1.8), находим входящие в дисперсионное уравнение (1.16) величины ϵ_{ik} ($i, k = 0, 2, 3$):

$$\begin{aligned} \epsilon_{00} &= 1 - \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{mk^2} \langle \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n J_n^2 G_1 \rangle, \\ \epsilon_{02} = -\epsilon_{20} &= i \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{mk\omega} \langle \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n J_n J_n' v_{\perp} G \rangle, \\ \epsilon_{03} = \epsilon_{30} &= -i \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{mk\omega} \langle v_z \left\{ \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} - \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n J_n^2 G_1 \right\} \rangle, \\ \epsilon_{22} &= 1 + \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \langle v_{\perp}^2 G \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n (J_n')^2 \rangle, \\ \epsilon_{32} = -\epsilon_{23} &= i \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \langle v_z v_{\perp} G \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n J_n J_n' \rangle, \\ \epsilon_{33} &= 1 + \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{m\omega^2} \langle v_z \left\{ \frac{\partial F}{\partial v_z} - v_z \frac{\partial F}{\partial \epsilon_{\perp}} + \right. \\ &\quad \left. + v_z \sum_{n=-\infty}^{\infty} \zeta_n J_n^2 G_1 \right\} \rangle. \end{aligned} \quad (5.1)$$

Здесь $\langle \dots \rangle = \int d\epsilon_{\perp} dv_{\parallel}$ означает усреднение по скоростям,
 $G = \Phi, \quad G_1 + \frac{1}{k^2} k_y \frac{\partial G}{\partial X}$.

Напомним, что в (4.2) можно заменять $\partial/\partial V_y$ через $\omega_B^{-1} \partial/\partial x$.

Вследствие того, что функция ζ_n содержит в знаменателе член с магнитным дрейфом (см. (4.1)), в плазме конечного давления возможен не только "продольный" резонанс между волной и частицей $v_z = (\omega - n\omega_B)/k_z$, но и "поперечный" $u_B = (\omega - n\omega_B)/k_y$. Последний важен при

$$k_y u_B \gtrsim k_z v_z. \quad (5.2)$$

§ 6. Дисперсионные уравнения низкочастотных длинноволновых возмущений плазмы конечного давления

При $\omega \ll \omega_{B_i}$, $\xi \ll 1$ общее дисперсионное уравнение (1.16) с $\xi_{\alpha B}$, определенными соотношениями (5.1), существенно упрощается. Для этого сделаем следующие преобразования. Полагаем в (5.1) $\omega \ll \omega_{B_i}$ и опускаем члены заведомо малые, как ω/ω_{B_i} . Заменяем первую строку определителя (1.16) ее суммой со второй строкой, умноженной на $i\kappa_B k_y/k^2$, и с третьей, умноженной на $-k_z/k$. Затем к первому столбцу получающегося определителя прибавляем второй, умноженный на $-i\kappa_B k_y/k^2$, и третий, умноженный на $-k_z/k$. В результате (1.16) принимает вид

$$\begin{vmatrix} \epsilon'_{11} - N^2 \cos^2 \theta & \epsilon'_{12} & \epsilon'_{13} + N^2 \cos \theta \\ \epsilon'_{21} & \epsilon'_{22} - N^2 & \epsilon'_{23} \\ \epsilon'_{31} + N^2 \cos \theta & \epsilon'_{32} & \epsilon'_{33} - N^2 \end{vmatrix} = 0. \quad (6.1)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \epsilon'_{11} = & - \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{mk^2 \omega} < G \{ (1 - J_0^2) (1 - \frac{k_z v_z}{\omega}) - \\ & - \frac{\omega_M}{\omega} (1 + J_0^2 - \frac{4J_0 J_1}{\xi}) - \zeta_0 \frac{\omega_M^2}{\omega} (\frac{2J_1}{\xi} - J_0)^2 \} >, \\ \epsilon'_{12} = & - \epsilon'_{21} = -i \sum_{i,e} \frac{4\pi e^2}{m\omega} < \frac{v_1}{2\omega_B} G [\frac{2J_0 J_1}{\xi} - 1 + \\ & + \frac{2J_1}{\xi} (\frac{2J_1}{\xi} - J_0) \zeta_0 \omega_M] >, \end{aligned} \quad (6.2)$$

$$\epsilon'_{13} = \epsilon'_{31} = - \sum_{i, e} \frac{4 \pi e^2}{m k \omega^2} \langle v_z G [(1 - J_0^2 - \zeta_0 \omega_M J_0 (J_0 - \frac{2 J_1}{\xi^2})] \rangle,$$

$\omega_M = k_y \kappa_B b_{\perp}^2 / 2 \omega_B$ — частота магнитного дрейфа,

$$\theta = \arccos(k_z/k).$$

При получении (6.1) использовалось уравнение равновесия

$$\kappa_B + \frac{4 \pi (p_{\perp i} + p_{\perp e})}{B_0^2} \kappa_p = 0, \quad (6.3)$$

вытекающие из (2.2) и (2.3); $\kappa_p = \partial \ln(p_{\perp i} + p_{\perp e}) / \partial x$.

При $\xi \ll 1$ элементы первой строки и первого столбца определителя (6.1) малы, как ξ^2 , по сравнению с элементами правой нижней матрицы второго порядка этого определителя. В пренебрежении малыми членами порядка ξ^2 дисперсионное уравнение (6.1) расщепляется на два:

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{22}^{(0)} - N^2 & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{32}^{(0)} & \epsilon_{33}^{(0)} \end{vmatrix} = 0, \quad (6.4)$$

$$\epsilon_{11}^{(0)} - N^2 \cos^2 \theta = 0, \quad (6.5)$$

где в элементах ϵ_{22} , ϵ_{23} , ϵ_{32} , ϵ_{33} , $\epsilon_{11}^{(0)}$ должны быть оставлены только старшие по ξ^2 члены (это обозначено верхним индексом нуль).

Заметим, что аналогичное расщепление дисперсионного уравнения на два имеет место и в случае однородной плазмы. Аналогом дисперсионного уравнения (6.4) в однородной плазме является дисперсионное уравнение для магнитозвуковых волн, а аналогом (6.5) — уравнение для альфвеновских волн.

В связи с этим возмущения, описываемые уравнением (6.4), будем называть возмущениями *магнитозвукового типа*, а уравнением (6.5) — возмущениями *альфвеновского типа*.

Гидродинамический анализ структуры дисперсионных уравнений (6.4) и (6.5) обнаруживает, что в возмущениях магнитозвукового типа поперечная инерция ионов (медленные магнитозвуковые волны, $\omega/k_{\perp} \ll c_A$) не важна, тогда как в возмущениях альфвеновского типа она играет определяющую роль. Учитывая это, возмущения типа (6.4) можно также называть *безынерционными*, а возмущения типа (6.5) — *инерционными*.

Интересно отметить, что в системе плазма — быстрые ионы (6.4)

допускается дополнительное упрощение, так как $\epsilon_{33}^{(0)}$ значительно больше остальных элементов определителя (6.4). При этом имеем при $\omega \ll \omega_{Bi}$ вместо (6.4) уравнение

$$\epsilon_{22}^{(0)} - N^2 = 0. \quad (6.6)$$

§ 7. Раскачка альфвеновских волн быстрыми ионами

Пусть плазма состоит из двух компонентов: холодной и небольшой группы быстрых ионов. Исходя из приведенных выше уравнений, рассмотрим раскачку альфвеновских волн быстрыми частицами.

При анализе уравнения (6.5) удобно перейти от переменных $\epsilon_i, v_{\parallel}$ к переменным $\epsilon = \epsilon_{\perp} + v_z^2/2$ и $\mu = \epsilon_{\parallel}/B_0$, представляющим энергию и магнитный момент иона, приходящийся на единицу массы. Тогда, пренебрегая вкладом резонансных частиц из (6.2) и (6.5), получаем дисперсионное уравнение для альфвеновских волн

$$\begin{aligned} \omega^2 - k_z^2 c_A^2 - N^{-1} \langle \mu B_0 \frac{\partial F}{\partial \epsilon} (\omega - \omega_{*i}) (\omega - \frac{\omega_{Mi}}{2}) + \\ + (\omega^2 - \frac{3}{2} \omega \omega_{Mi} + k_z^2 v_z^2 + \frac{\omega_{Mi}^2}{2}) \hat{A} \rangle = 0, \end{aligned} \quad (7.1)$$

где $c_A = B_0 / \sqrt{4\pi m_i N}$ - альфвеновская скорость, $\omega_{*i} = -k_y \frac{\partial F}{\partial x} / 2\omega B \times \frac{\partial F}{\partial \epsilon}$ - частота ларморовского дрейфа ионов, величина $\hat{A} = \frac{1}{B_0} \frac{\partial F}{\partial \mu} / \frac{\partial F}{\partial \epsilon}$

характеризует анизотропию распределения быстрых ионов по скоростям (например, для случая двухтемпературного максвелловского распределения $\hat{A} = (T_{\parallel} - T_{\perp})/T_{\perp}$), N - плотность холодной плазмы и предполагается, что $\langle F \rangle / N \ll 1$. Дискриминант уравнения (7.1) имеет вид

$$\begin{aligned} \Delta = N^{-1} \langle \mu B_0 \frac{\partial F}{\partial \epsilon} (\omega_{*i} + \omega_{Mi}/2 + 3\omega_{Mi} \hat{A}/2) \rangle^2 + \\ + \{ k_z^2 c_A^2 - N^{-1} \langle \mu B_0 \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \omega_{*i} \omega_{Mi} / 2 + (k_z^2 v_z^2 + \omega_{Mi}^2 / 2) \hat{A} \rangle \}. \end{aligned} \quad (7.2)$$

Так как для рассматриваемых плазменных конфигураций $\omega_{*i} \omega_{Mi} < 0$ и $\hat{A} < 0$, а $\partial F / \partial \epsilon < 0$ (предполагается отсутствие направленных вдоль магнитного поля пучков), то дискриминант уравнения всегда положителен ($\Delta > 0$). Поэтому при отсутствии взаимодействия с резонансными частицами альфвеновские волны, описываемые уравнением (7.1), не раскачиваются.

Для того чтобы учесть взаимодействие с резонансными ионами, необходимо оставить в (6.5) малые "полувычетные" члены. При этом из двух ветвей колебаний, описываемых уравнением (7.1), будет раскачи-

ваться та, чья фазовая скорость направлена в сторону ларморовского дрейфа ионов. Инкремент нарастания этих колебаний γ получаем из (6.5) с использованием (6.2):

$$\gamma = \frac{\pi^2 e^2}{16m_i} \left\{ \frac{\partial}{\partial \omega} [\operatorname{Re}(\epsilon_{00}^{(0)} - N^2 \cos^2 \theta)] \right\}^{-1} < (1 - \frac{\omega_{*i}}{\omega}) \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \xi^2 \omega_{Mi}^2 \delta(\omega - k_{||} v_{||} - \omega_{Mi}) >. \quad (7.3)$$

Из (7.3) следует, что при $\partial F / \partial \epsilon < 0$ раскачка колебаний возможна при частотах, меньших частоты ларморовского дрейфа быстрых ионов.

По порядку величины

$$\gamma \simeq \beta \frac{cA}{a} (k_{\perp} \rho_i)^3, \quad (7.4)$$

где ρ_i и a — характерные ларморовский радиус и размер неоднородности быстрых ионов.

Согласно (7.4) инкремент растет с ростом $k_{\perp} \rho_i$. Однако при $k_{\perp} \rho_i > 1$ выражение (7.4) становится неприменимым.

Исследуем зависимость инкремента нарастания альфвеновских волн при $k_{\perp} \rho_i \gg 1$. Используя асимптотику функций Бесселя для больших значений аргумента, получим, что в этом случае дисперсионное уравнение для альфвеновских волн имеет вид, аналогичный (6.5), где в отличие от случая $k_{\perp} \rho_i \ll 1$ в $\epsilon_{00}^{(0)}$ должны быть оставлены только старшие по $1/k_{\perp} \rho_i$ члены. При этом аналогично случаю длинноволновых колебаний из (6.5), используя (6.2), получаем инкремент в виде

$$\gamma = \frac{\omega_{Bi}^2}{2Nk^2} < \left(1 - \frac{\omega_{*i}}{\omega} \right) \frac{\partial F}{\partial \epsilon} \frac{\omega_{Mi}^2}{\xi} \delta(\omega - k_{||} v_{||} - \omega_{Mi}) >. \quad (7.5)$$

По порядку величины

$$\gamma \simeq \beta \frac{cA}{a} (k_{\perp} \rho_i)^{-2}. \quad (7.6)$$

При этом инкремент нарастания альфвеновских волн уменьшается, как $(k_{\perp} \rho_i)^{-2}$. Асимптотически при $k_{\perp} \rho_i \rightarrow 1$ оценки "слева" и "справа" совпадают и дают значение максимального инкремента,

$$\gamma = \gamma_{\max} = \beta cA/a. \quad (7.7)$$

Уменьшение инкремента при $k_{\perp} \rho_i \gg 1$ связано с тем, что среднее электрическое поле альфвеновской волны, действующее на ионы, с ростом $k_{\perp} \rho_i$ уменьшается, что ведет к ослаблению резонансного взаимодействия.

Проведенный анализ дисперсионного уравнения альфвеновских волн в неоднородной двухкомпонентной плазме конечного давления, находящейся в прямом магнитном поле, показал, что основным эффектом, при-

водящим к их раскачке, является резонансное взаимодействие с быстрыми ионами.

Инкремент нарастания колебаний увеличивается с ростом отношения поперечной длины волны к ларморовскому радиусу и достигает максимального значения $\gamma = \gamma_{\max} = \beta c_A/a$ при $k_{\perp} \rho_i \simeq 1$. При больших значениях параметра $k_{\perp} \rho_i$ инкремент уменьшается, как $(k_{\perp} \rho_i)^{-2}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Арцимович Л.А. Управляемые термоядерные реакции. М., Физматгиз, 1961.
2. Михайловский А.Б. — "Физика плазмы", 1975, 1, с. 324.
3. Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М., "Наука", 1973.
4. Михайловский А.Б. — "Физика плазмы", 1975, 1, с. 72.
5. Михайловский А.Б. — ЖЭТФ, 1975, 68, с. 1772.
6. Rosenbluth M.N., Rutherford P.N. — "Phys. Rev. Letters", 1975, 34, p. 1428.
7. Southwood D.J. — "Planet. and Space Sci", 1973, 21, p. 53.
8. Михайловский А.Б., Похотелов О.А. — "Физика плазмы", 1975, 1, с. 786.
9. Михайловский А.Б., Похотелов О.А. — "Физика плазмы", 1975, 1, с. 1004.
10. Kozhevnikov A.A., Mikhailovsky A.V., Pokhotelov O.A. — "Planet. and Space Sci.", 1976, 24, p. 465.
11. Михайловская Л.В. — ЖЭТФ, 1967, 37, с. 1974.
12. Михайловский А.Б., Фридман А.М. — ЖЭТФ, 1966, 36, с. 1430.
13. Михайловский А.Б., Фридман А.М. — ЖЭТФ, 1967, 37, с. 1782.
14. Mikhailovsky A.V., Tsipin V.S. — "Plasma Physics", 1972, 14, p. 449.
15. Михайловский А.Б. Теория плазменных неустойчивостей, т.2. М., Атомиздат, 1971.

ГИДРОМАГНИТНЫЕ КОЛЕБАНИЯ МАГНИТОЗВУКОВОГО ТИПА В ОКОЛОЗЕМНОЙ КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЕ

В. А. ПИЛИПЕНКО, О. А. ПОХОТЕЛОВ

Непосредственные измерения на спутниках низкочастотных волновых полей, ставшие возможными в последнее десятилетие, обнаружили широкий спектр различного вида колебаний магнитосферной плазмы [1]. Часть зарегистрированных колебаний составляли волны сжатия магнитного поля, ориентированные преимущественно параллельно равновесному B_0 , соответствующие в идеализированном случае однородной бесконечной плазмы магнитозвуковым колебаниям.

Примером служат колебания, полученные Дж. Барфилдом и др. [1] на геостационарном спутнике ATS-1 в утреннем секторе магнитосферы (рис. 1). Они наблюдались при очень спокойных условиях (индекс геомагнитной активности $K_p = 0 \div 1$) и длились около часа. Период колебаний составлял 106 с (диапазон геомагнитных пульсаций $Pc4$), и амплитуда постепенно нарастала до максимальной величины 8γ .

В качестве другого примера приведем картину вариаций магнитного поля и потоков протонов, полученную на спутнике "Эксплорер-26" [2] на расстоянии около $5R_E$ в дневные часы (рис. 2). Этот случай резко отличается от события, зарегистрированного Дж. Барфилдом, как характером развития колебаний, так и условиями их возникновения. Колебания развиваются на фоне магнитосферной суббури, длятся лишь несколько периодов, но сразу же нарастают до очень больших амплитуд порядка 40γ . Заметим, что началу колебаний предшествует сильное диамагнитное понижение поля, свидетельствующее об инжекции частиц с $\beta \sim 1$, и наличие четко выраженной анизотропии потоков протонов.

Два приведенных примера показывают, что волны сжатия магнитного поля реально возникают в магнитосферной плазме и требуют детального теоретического рассмотрения возможных механизмов их возбуждения. Однако в теоретическом плане преимущественно развивались представления, связанные с альфвеновскими колебаниями, поскольку именно этот тип колебаний казался наиболее привлекательным для объяснения природы геомагнитных пульсаций.

Действительно, альфвеновские колебания — это наиболее распространенный в околоземной плазме тип волновых явлений. Например, за два года измерений на ATS-1 из 222 четко зарегистрированных коле-

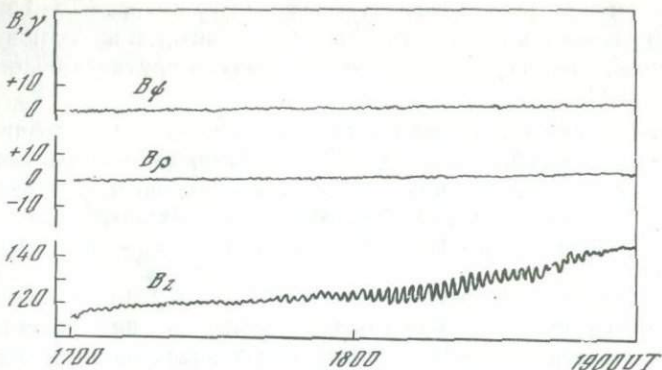


Рис. 1. Магнитозвуковые колебания, зарегистрированные на АТС-1 [1]. B_ϕ , B_ρ , B_z — соответственно азимутальная, радиальная и продольная составляющие магнитного поля колебаний

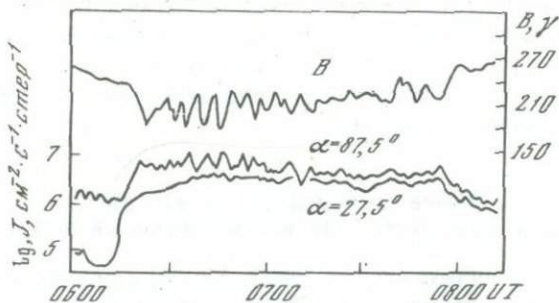


Рис. 2. Одновременные измерения магнитозвуковых колебаний B и потоков протонов с энергией более 130 кэВ

баний магнитного поля диапазона $Pc4$ 170 были альфвеновского типа, т.е. поперечные к равновесному магнитному полю. Все это привело к тому, что колебания альфвеновского типа в настоящее время наиболее хорошо изучены как в теоретическом, так и в экспериментальном отношении. Колебаниям магнитозвукового типа уделяется гораздо меньшее внимание. Тем не менее детальное изучение волн этого типа не менее важно для физики геомагнитных пульсаций. На это указывает ряд соображений.

Исследование корреляции между наземными и спутниковыми данными сейчас только начинается, но оно показывает, что в проблеме распространения колебаний от источника к земной поверхности все не столь очевидно, как казалось раньше. В частности, для альфвеновских магнитосферных колебаний, для которых было естественно ожидать наличия тесной корреляции с наземными вариациями, в большинстве случаев такой корреляции не было обнаружено [3]. В то

же время зарегистрированная Дж. Барфилдом и др. на ATS-1 чисто магнитозвуковая волна [1] отчетливо проявляется и на записях станции Колледж, отстоящей от проекции положения спутника более чем на 1000 км [4].

Теоретический анализ показывает, что механизм неустойчивости альфвеновских колебаний связан со сжимаемостью плазмы, которая может проявляться при конечном отношении ларморовского радиуса к длине волны возмущений [5]. Инкремент неустойчивости оказывается максимальным при $k_{\perp} \rho \sim 1$, т.е. при длинах волн $\lambda_{\perp} \sim 10 \div 100$ км. Наведенные в ионосфере токи от возмущений с такой малой длиной волны (порядка расстояния от Земли до ионосферы) дадут на земной поверхности совершенно "замазанную" картину магнитных вариаций вследствие интерференционных эффектов. Магнитозвуковые же колебания могут раскачиваться и при $k_{\perp} \rho \ll 1$, и для них отмеченное обстоятельство не имеет никакого значения.

Упомянем также о возможных процессах трансформации на плазмплаузе магнитозвуковых колебаний от периферийного источника в направляемые вдоль геомагнитного поля колебания типа поверхностной волны, которые, по мнению авторов [6], обуславливают среднеширотный максимум в распределении пульсаций $Pc3$.

Перейдем к теоретическому рассмотрению возможных механизмов раскачки колебаний магнитозвукового типа.

Общее дисперсионное уравнение для низкочастотных магнитозвуковых волн

Индукцируемые возмущениями токи и заряды в плазме связаны системой линейных соотношений с электрическими и магнитными полями возмущений. Если поля возмущений выразить через скалярный Ψ и векторный \vec{A} потенциалы, то условие разрешимости этой системы дает общее дисперсионное уравнение для возмущений плазмы:

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{00} & \epsilon_{02} & \epsilon_{03} \\ \epsilon_{20} & \epsilon_{22} & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{30} & \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{vmatrix} = 0.$$

Компоненты ϵ_{ij} находятся стандартным образом — интегрированием по траекториям с учетом поперечного магнитного дрейфа [5]. При низких частотах $\omega \ll \Omega_i$ и больших длинах волн $k_{\perp} \rho \ll 1$ дисперсионное уравнение удастся упростить. Прделав линейные преобразования с определителем, можно выделить элементы малые, как $(k_{\perp} \rho)^2$, по сравнению с остальными.

В пренебрежении этими членами дисперсионное уравнение расщепляется на два:

$$\epsilon'_{00} - N_{||}^2 = 0, \quad (1)$$

$$\begin{vmatrix} \epsilon_{22} - N_{\perp}^2 & \epsilon_{23} \\ \epsilon_{32} & \epsilon_{33} \end{vmatrix} = 0,$$

где первое уравнение соответствует в однородной плазме дисперсионному уравнению для альфвеновских волн, а второе — для магнитозвуковых. В выражение для тензора ϵ_{33} входит слагаемое $-\omega_p^2/\omega^2$. При наличии даже 10%-ной добавки холодных электронов из-за этого слагаемого ϵ_{33} становится значительно больше остальных компонент тензора диэлектрической проницаемости, и дисперсионное уравнение для магнитозвуковых волн снова упрощается и принимает хорошо известный вид

$$\epsilon_{22} - N_{\perp}^2 = 0.$$

Выражение для ϵ_{22} имеет вид

$$\epsilon_{22} = \sum_j \frac{4\pi e^2}{m_j \omega^2} \left\langle v_{\perp}^2 J_1^2 \left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\Omega} \right) \zeta_0 \hat{G} f \right\rangle,$$

где $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по скорости, \sum_j — сумма по сортам частиц,

$$\hat{G} = (\omega - k_{||} v_{||}) \frac{\partial}{v_{\perp} \partial v_{\perp}} + k_{||} \frac{\partial}{\partial v_{||}} + \frac{k_y}{\Omega} \frac{\partial}{\partial x},$$

$$\zeta_0 = (\omega - k_{||} v_{||} - \omega_M)^{-1},$$

ω_M — частота магнитного дрейфа.

Неустойчивости на ветви быстрого магнитного звука

Уравнение (1) для колебаний с фазовыми скоростями порядка альфвеновской скорости $\omega/k_{\perp} \sim c_A$ исследовалось в работах [7, 8]. При $\omega/k_{||} \ll v_T$ черенковский резонанс приводит к раскачке быстрых магнитозвуковых волн. Это имеет место и при изотропном максвелловском

распределении по скоростям, если только выполняется условие развития неустойчивости $\rho/a > c_A/v_T$ (a – размер неоднородности горячей плазмы). Инкремент при этом по порядку величины оказывается равным

$$\gamma = \beta \omega^*,$$

где ω^* – частота ларморовского дрейфа. Для характерных магнитосферных параметров это неравенство выполняется с трудом; по-видимому, для его реализации требуются возмущенные условия.

Следует заметить, что предыдущие выводы справедливы только в случае прямого магнитного поля, что не соответствует реальным магнитосферным условиям. Учет кривизны (или продольной неоднородности) магнитного поля приводит к тому, что в отличие от случая однородной плазмы черенковский резонанс уже не может осуществиться, так как из-за постоянного изменения продольной скорости $v_{||}$ частица выходит из резонанса с волной. Математически это проявляется в том, что член $k_{||} v_{||}$ отсутствует в резонансном условии. В этом случае основным будет резонанс, связанный с магнитным дрейфом. Однако при $\beta \ll 1$ и он оказывается несущественным. Тогда раскачку колебаний может вызвать совершенно другой физический эффект, описанный в работе [9]. Это так называемая диссипативная неустойчивость, при которой роль столкновений играет обмен импульсом между частицами плазмы и высокочастотными колебаниями (электростатическими или циклотронными). Возможно, что такого рода механизм неустойчивости удастся привлечь для понимания давно отмеченных зависимостей между частотой появления ОНЧ-шумов и геомагнитных пульсаций [10].

Неустойчивости на ветви медленного магнитного звука

Колебания с малой фазовой скоростью поперек поля $\omega/k_{\perp} \ll c_A$ рассматривались в работах [11, 12]. Не вдаваясь в детали вычислений, приведем окончательный результат для частоты и инкремента неустойчивости при анизотропном распределении по скоростям:

$$\omega = \omega^* \left(1 + \frac{3}{2} \eta\right) + 3\omega_M \left(T_{\perp} / T_{||} - 1\right),$$

$$\gamma = \frac{k_{||} v_{||T}}{\sqrt{\pi}} \frac{T_{||}}{T_{\perp}} \Delta,$$

где η – отношение градиентов температуры и плотности. Величина $\Delta = T_{\perp} / T_{||} - 1 - 1/\beta$ – порог неустойчивости, который определяет развитие колебаний ($\Delta > 0$). Поскольку для магнитосферной плазмы $T_{\perp} / T_{||} \sim 2$,

то для неустойчивости необходимо $\beta \geq 1$. Согласно наблюдениям Л. Франка [13], такие значения β типичны даже для спокойного кольцевого тока. Кроме того, порог неустойчивости существенно понижается при наличии "конуса потерь" в распределении по поперечным скоростям.

Однако выводы линейной теории нельзя непосредственно применять к случаю, описанному В. Брауном (см. рис. 2), поскольку развитие такой сильной неустойчивости (при $\gamma \geq \omega$) будет сопровождаться интересным нелинейным эффектом. Этот эффект приводит к тому, что неустойчивость, предсказываемая линейной теорией, быстро стабилизируется, а раскачиваются другие колебания [12].

В начальной стадии развития неустойчивости амплитуды колебаний еще настолько малы, что возмущение скорости и плотности частиц остаются линейными по полю колебаний и только усредненная функция распределения f медленно изменяется под действием хаотических полей возмущений. Изменение f со временем описывается уравнением типа уравнения диффузии в пространстве скоростей. Наиболее сильная перестройка функции распределения будет происходить в области малых продольных скоростей $v_{||} \ll v_{||T}$. Оказывается, что уже при очень малых амплитудах возмущений на функции распределения устанавливается "плато" в области малых $v_{||}$: вместо $f \sim \exp(-v_{||}^2)$ имеем $f \sim \exp(-v_{||}^4)$. Поскольку раскачка дрейфово-зеркальной моды связана с черенковским резонансом именно в области малых $v_{||}$, то первоначально возникающая неустойчивость быстро стабилизируется уже при малых амплитудах возмущений. На фоне этих установившихся турбулентных пульсаций поля будет раскачиваться гидродинамическая неустойчивость с частотой и инкрементом $\text{Re } \omega - \gamma \sim \sqrt{\omega^* k_{||} v_{||T}} \Delta$. Отмеченную особенность эволюции сильной дрейфово-зеркальной неустойчивости необходимо учитывать при интерпретации спутниковых наблюдений колебаний, подобных тем, что были зарегистрированы В. Брауном [2].

Дрейфово-зеркальная неустойчивость в кривом поле

Поскольку равновесное геомагнитное поле является существенно продольно-неоднородным, необходимо заново пересмотреть картину развития неустойчивостей, полученную в приближении прямого поля, особенно случаи, связанные с черенковским резонансом $\omega - k_{||} v_{||} = 0$. В продольно-неоднородной плазме частица движется вдоль поля с переменной скоростью, и поэтому пропадает связанная с таким продольным движением периодичность, т.е. черенковский резонанс не реализуется. Только в том случае, если неустойчивость развивается настолько быстро, что частица не успевает существенно изменить свою скорость, влияние кривизны можно не учитывать при $\Delta \gg (k_{\perp} \rho_L) (L/a)$.

Для возмущений в кривом поле вывод тензора диэлектрической проницаемости приходится проделывать заново, используя новые интегралы движения $\epsilon = (v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2)/2$, $\mu = v_{\perp}^2/2 B(z)$. Дисперсионное уравнение для магнитозвуковой ветви колебаний приводится к интегральному соотношению следующего вида:

$$\hat{\epsilon}_{22}(E) - N_{\perp}^2 E = 0.$$

Здесь

$$\hat{\epsilon}_{22}(E) = - \frac{4\pi e^2}{2m k_{\perp}^2 \omega} \left\langle \Omega \xi J_1(\xi) \bar{G} f i \int_{-\infty}^t S_0(t, t') \Omega \xi J_1(\xi) E dt' - \frac{\Omega^2 \xi^2 J_1^2(\xi)}{\omega} \frac{\partial f}{B \partial \mu} \right\rangle,$$

$$\langle \dots \rangle = \sum_{\sigma = \pm 1} 2\pi \int \frac{B d\epsilon d\mu}{|v_{\parallel}|} (\dots)$$

– усреднение по скоростям,

$$\bar{G} f = \frac{\partial f}{\partial \epsilon} + \frac{\vec{k}_{\perp} [\vec{e}_0, \nabla f]}{\omega \Omega},$$

$$S_0(t, t') = \exp \left\{ i \int_{t'}^t (\omega - \omega_D) dt'' \right\}, \quad \xi = k_{\perp} v_{\perp} / \Omega$$

– аргумент функции Бесселя $J_1(\xi)$, дрейфовая частота $\omega_D = \vec{k}_D \vec{v}_D$, а дрейфовая скорость \vec{v}_D включает в себя градиентный и центробежный дрейфы. Разбивая полный интеграл по траектории частицы $\int_{-\infty}^t S_0(t, t') \dots dt'$ на сумму отдельных интегралов по периодам колебаний частиц между пробками в геомагнитной ловушке

$$l_2 \int_{l_1} \dots \frac{dl}{|v_{\parallel}|},$$

а затем интегрируя дисперсионное соотношение

по длине силовой линии с весом $E^*(l)$, получим следующую

квадратичную форму:

$$\int d\epsilon d\mu \left[(\omega - \omega^*) \frac{\partial f}{\partial \epsilon} \frac{(\Omega \xi J_1 E)^2}{\omega - \bar{\omega}_D} - (\Omega \xi J_1 E)^2 \frac{\partial f}{B \partial \mu} - \left(\frac{k_{\perp}^2 c_A}{\Omega} E \right)^2 f \right] = 0.$$

Резонансным эффектом, приводящим к раскачке колебаний, оказывается не черенковский резонанс, как в случае прямого поля, а резонанс желобкового типа $\omega - \omega_D(\epsilon, \mu) = 0$. Естественно, что тогда нелинейные искажения функции распределения, рассмотренные в предыдущем разделе, будут отсутствовать. Поскольку вид собственных функций $E(l)$ в магнитном поле переменной кривизны неизвестен, то можно лишь оценить по порядку величины частоту колебаний и инкремент неустойчивости:

$$\omega - \omega^*(\epsilon, \mu), \quad \gamma - \bar{\omega}_D \Delta.$$

Так как $\bar{\omega}_D \ll k_{\parallel} v_{\parallel T}$, то величина инкремента оказывается меньше,

чем в случае прямого поля, где $\gamma - k_{\parallel} v_{\parallel T} \Delta$. Таким образом, в искрив-

ленном магнитном поле дрейфово-зеркальная неустойчивость возбуждается примерно на тех же частотах, что и в прямом поле, но отличие резонансных условий приводит к уменьшению величины инкремента.

Возможно, что волна сжатия, зарегистрированная Дж. Барфилдом [1], и представляет собой такую медленно нарастающую дрейфово-зеркальную неустойчивость при существенном влиянии кривизны магнитного поля. Для неустойчивости, обнаруженной В. Брауном [2], выполняется условие (2), и эффекты кривизны не успевают проявиться. Поэтому для интерпретации этого события можно применять результаты, полученные в теории прямых магнитных силовых линий.

ЛИТЕРАТУРА

1. Barfield J.N. e.a. - "J. Geophys. Res.", 1975, 76, p. 5252.
2. Brown W.L. e.a. - "J. Geophys. Res.", 1968, 73, p. 153.
3. McPerron R.L. e.a. - "Space Sci. Rev.", 1972, 13, p. 411.
4. Lanzerotti L.J. e.a. - "J. Geophys. Res.", 1972, 77, p. 1934.
5. Kozevnikov A.V. e.a. - "Planet. Space Sci.", 1976, 24, p. 465.
6. Гохберг М.Б., Федоров Е.Е. - Док. ВИНТИ, 24, с. 11-74, 1974.
7. Михайловский А.В. - ЖЭТФ, 1975, 68, с. 1772.
8. Hasegawa A. - "Phys. Letters", 1971, 27, p. 11.
9. Пилипенко В.А., Похотелов О.А. - "Геомагнетизм и астрономия", 1975, 15, p. 1117.
10. Клейменова Н.Г. и др. - В кн.: Низкочастотные волны и сигналы во внешней ионосфере. Апатиты, 1974, с. 50.
11. Hasegawa A. - "Physics Fluids", 1969, 12, p. 2642.
12. Похотелов О.А., Пилипенко В.А. - "Геомагнетизм и астрономия", 1976, 16, с. 504.
13. Frank L.A. - "J. Geophys. Res.", 1967, 72, p. 3753.

О НЕКОТОРЫХ ВНУТРИИОНОСФЕРНЫХ МЕХАНИЗМАХ ГЕНЕРАЦИИ ГЕОМАГНИТНЫХ ВАРИАЦИЙ

Л. С. АЛЬПЕРОВИЧ, Л. А. АБРАМОВ

В настоящей статье рассматривается роль ионосферы в генерации геомагнитных вариаций в широком диапазоне периодов (от нескольких часов до десятков секунд). Мы не будем касаться вопросов распространения электромагнитных волн диапазона КНЧ через ионосферу, резонансных свойств ионосферных слоев, влияния ионосферных неоднородностей на токи растекания и т.д. Интенсивное исследование перечисленных проблем ведется уже в течение двух десятилетий и по этим вопросам имеется обширная литература.

§ 1. Переходные электродинамические процессы в ионосфере

Под такими процессами мы подразумеваем явления, которые возникают в ионосфере при внезапном изменении проводимости или электрического поля. Чтобы изучить характер таких процессов, рассмотрим, следуя [1], систему уравнений магнитной гидродинамики с анизотропным законом Ома. В уравнении сохранения импульса удержим член, связанный с кориолисовой силой:

$$\rho \frac{d\vec{u}}{dt} = -\nabla p + \vec{\eta} \nabla^2 \vec{u} + [\vec{j} \times \vec{B}] - 2\rho [\vec{\Omega} \times \vec{u}], \quad \text{div } \vec{u} = 0; \quad (1.1)$$

$$\vec{j} + \frac{\omega e \tau_0}{B} [\vec{j} \times \vec{B}] + 2(1-s)^2 \frac{\omega_i \tau_{in} \omega_e T_0}{B^2} [\vec{B} \times \vec{j} \times \vec{B}] = \sigma (\vec{E} + (\vec{u} \times \vec{B})); \quad (1.2)$$

$$\text{rot } \vec{B} = \vec{j}, \quad \text{rot } \vec{E} = -\partial \vec{B} / \partial t, \quad \tau_0^{-1} = \tau_{ei}^{-1} + \tau_{en}^{-1}, \quad (1.3)$$

где s — степень ионизации, Ω — угловая скорость вращения Земли. Остальные обозначения общепринятые.

Предположим, что течение под действием \vec{E}_0 или ∇p_0 происходит в плоском канале высотой $2a$. Внешнее однородное магнитное поле H_0 совпадает с осью Z и направлено вдоль высоты канала. Будем считать также, что внешнее однородное магнитное поле $\vec{E}_0 \perp \vec{H}_0$, переменные ве-

личины зависят только от z и времени t . Канал в плоскости XOY бесконечен, $u_z = jz = 0$. Пренебрегаем, кроме того, влиянием собственного магнитного поля течения на само течение. Перечисленные ограничения позволяют избавиться от нелинейных членов в уравнении (1.1).

Вводя вместо j , u , E_0 и ∇p_0 их комплексные аналоги $A_x - iA_y$, получим

$$\frac{\partial V}{\partial \tau} - \frac{1}{\text{Re}} \frac{\partial^2 V}{\partial \zeta^2} + N(\tau)V = \frac{Eu}{2} \Psi(\tau) + iN_1(\tau)\phi(\tau), \quad (1.4)$$

где

$$V = u/u_0, \quad \zeta = z/a, \quad \tau = u_0 t/a, \quad \text{Re} = u_0 a \rho / \eta, \quad Eu = 2p_0 / \rho u_0^2,$$

$$M = 2i\Omega a / u_0, \quad \phi(\tau) = \epsilon(\tau) / (u_0 B_0), \quad \Psi(\tau) = -P(\tau) / p_0, \quad \epsilon(\tau) = E_x - iE_y,$$

$$P(\tau) = \partial p / \partial x - i\partial p / \partial y.$$

Начальную задачу об установлении электрического поля, градиента давления или проводимости будем решать с помощью преобразования Лапласа. На границах ($\zeta = \pm 1$) используем условия

$$[V_\tau]_{\pm 1} = [\eta dV_\tau / d\zeta]_{\pm 1} = 0,$$

где V_τ - скорость вдоль границы. Полное решение для этого случая можно найти в [1]. Для произвольных $\Psi(\tau)$ и $\phi(\tau)$ интегралы в комплексной плоскости, получаемые после обратного преобразования Лапласа, приходится считать численно. Поэтому в настоящем разделе ограничимся полукачественным рассмотрением двух предельных случаев: 1) твердые стенки ($\eta_1 = \eta_3 \rightarrow \infty$) и 2) отсутствие касательных напряжений $\eta_1 = \eta_3 \rightarrow 0$, где 1 и 3 - два полупространства, окружающие слой.

В первом случае при $V_1 = V_3 = 0$

$$V_2(t) = \int_0^t T(\tau) \exp[(M + iN_1)\tau] \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \exp[-\lambda_k^2 \tau / \text{Re}] \cos(\zeta \lambda_k)}{\lambda_k} d\tau,$$

где $T = N_1 \phi(t-\tau) + V_2(0) - \Psi(t-\tau)$, $\lambda_k = \pi(2k+1)/2$, $k=0, 1, 2, \dots$

Полученные выражения при $\Omega = 0$ и $\phi = \text{const}$ полностью совпадают с выражениями работы [2].

Во втором случае при $\eta_1 / \eta_2 = \eta_3 / \eta_2 = \epsilon \ll 1$ (слой газа в газе) получим

$$V_2(t) = \int_0^t T(\tau) \exp^{(M+iN_1)\tau} \left\{ 1 - \epsilon + \epsilon \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(-1)^k \exp[\lambda_k^2 \tau / \text{Re}] \cos(\zeta \lambda_k)}{\lambda_k} \right\} d\tau.$$

Приведенное выражение в принципе позволяет вычислять $V_2(t)$ при произвольном $\phi(\tau)$ и $\Psi(\tau)$, однако для простоты ограничимся случаем прямоугольного импульса электрического поля. Тогда

$$V(t) = (1-\epsilon) \frac{N_1 \phi_0 - \Psi_0}{M + iN_1} [\exp[(M + iN_1)t] - \exp[(M + iN_1)t^*]] + \\ + \epsilon \sum_{k=0}^{\infty} (-1)^k \frac{e^{p_k t} \cos(\zeta \lambda_k)}{\lambda_k} \frac{N_1 \phi_0 - \Psi_0}{p_k},$$

где

$$t^* = \begin{cases} 0, & 0 \leq t \leq t_0; \\ t - t_0, & t \geq t_0, \end{cases}$$

ϕ_0 и Ψ_0 – амплитуды скачка электрического поля и градиента давления. Интересной особенностью полученных выражений является колебательный характер переходных процессов. Впервые в общем случае для частично ионизованной плазмы с магнитным полем это было отмечено в [2] и в применении к ионосфере в [3]. Индуцированное магнитное поле $h(t)$ в слое выражается через $V(t)$ следующим образом:

$$h = \text{Re} e_m \frac{B_0 (ia - Q)(V - i\phi)}{a^2 - Q^2},$$

где $a = \omega_e \tau_0$, $Q = 1 + 2(1-s)^2 a \omega_i \tau_{in}$, Re_m – магнитное число Рейнольдса.

Для оценки получающихся частот и декрементов опустим члены, связанные с вращением Земли. Тогда частота ω и декремент γ колебаний равны

$$\omega = \frac{n_i}{n_n} \frac{a^2 \omega_i}{a^2 + Q^2}, \quad \gamma = \frac{n_i}{n_n} \frac{a Q \omega_i}{a^2 + Q^2}.$$

При $n_n \gg n_i$

$$\tau_{in}^{-1} \approx \tau_i^{-1} \approx 2,6 \cdot 10^{-9} n_n M w^{-1/2},$$

где Mw – молекулярный вес ионосферной плазмы. До высот ~ 300 км $\tau_e^{-1} \approx \tau_{en}^{-1}$, поэтому $\tau_e = 5,4 \cdot 10^{-10} n_n \sqrt{T_e^{-1}}$, где T_e – электронная температура в К [4]. При $T_e \approx 2500$ К получим

$$\omega_e \tau_e \approx \frac{3,2 \cdot 10^{14}}{n_n}, \quad \omega_i \tau_i \approx \frac{4 \cdot 10^n}{n_n}.$$

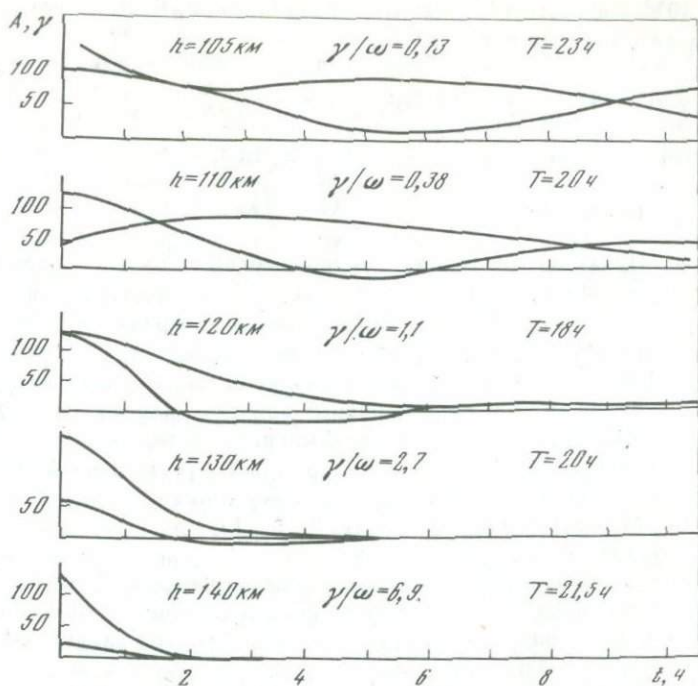


Рис. 1. Форма магнитного отклика ионосферы на разных высотах на включение электрического поля

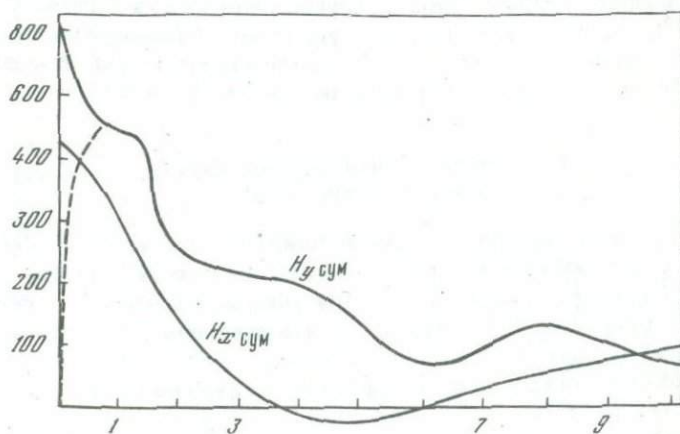


Рис. 2. Суммарное магнитное поле, возникающее за счет переходного режима

Штриховая линия — магнитное поле от источников с конечным временем включения

Если $4 \cdot 10^{11} < n_n < 3 \cdot 10^{13}$, то $\omega_i \tau_i < 1$, $a^2 + Q^2 = a^2$. При $n_i \ll n_n < 4 \cdot 10^{11}$ $\omega_i \tau_i \geq 1$, отсюда $a^2 + Q^2 = 4a^2$. Следовательно,

$$1) \text{ при } 3 \cdot 10^{13} < n_n < 2 \cdot 10^{15}, Q=1, a \gg 1 \quad \omega = n_i n_n^{-1} \omega_i, c^{-1};$$

$$2) \text{ при } 4 \cdot 10^{11} < n_n < 3 \cdot 10^{13} \quad \omega = (n_i/n_n) \omega_i, c^{-1};$$

$$3) \text{ при } 10^7 < n_n < 4^{11} \quad \omega = (n_i/n_n)/(4\omega_i \tau_i^2), c^{-1}.$$

Последнее выражение получено в предположении $\tau_e^{-1} - \tau_{en}^{-1}$ и справедливо до $h \sim 300 \div 350$ км. Максимальная частота ω достигается при $n_n \sim 4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$, $n_i \approx 10^6 \text{ см}^{-3}$ (возмущенная полярная ионосфера). При этом характерное время колебаний около 15 ч.

Из рис. 1 видно, что магнитный отклик ионосферы на включение электрического поля различен на разных уровнях. Для того чтобы составить качественное представление о магнитном поле под ионосферой, на рис. 2 приведены суммарные кривые результирующего магнитного поля. Видно, что форма геомагнитного возмущения отличается от рисунка исходного электрического поля. Через 3 ч магнитное поле практически затухает по H_x -компоненте.

Заметим, что ионосфера ведет себя совершенно аналогично и при внезапном изменении проводимости на фоне имеющегося электрического поля. При этом, разумеется, скорость ионосферной плазмы должна быть меньше дрейфовой скорости.

В общем случае $\omega/\gamma = a/Q$, поэтому для обычной ионосферы на высоте $h \sim 120$ км $\omega/\gamma \sim 1/2$. При $h > 120$ км параметр $\omega_i \tau_i$ возрастает и декремент увеличивается, поэтому в обычных ионосферных условиях длительные колебания возникнуть не могут. Тем не менее во время очень сильных возмущений нижней ионосферы, таких, например, как высотный ядерный взрыв, вторжение крупных метеорных потоков ($N_e \sim 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$), такой механизм может привести к возникновению короткопериодных колебаний с $T \sim 10$ с. Не исключено, что именно такие колебания были зарегистрированы во время взрыва "Аргус" [5].

§ 2. Конвективная неустойчивость полярной ионосферы

Вопрос о конвективной устойчивости полярной ионосферы [6-8] и тесно связанная с ним проблема ее нагрева обсуждается с конца 1930-годов, когда С.Чепмен [9] оценил нагрев ионосферы токами, связанными с геомагнитными вариациями. Несмотря на то, что найденного градиента температуры явно не хватало для возникновения конвекции, С.Чепмен тем не менее указал на важность проблемы нагрева именно в связи с конвективной устойчивостью.

Рассмотрим роль различных механизмов нагрева. Пусть в E-слое ионосферы течет ток, который создает вариацию поля $\sim 100 \gamma$. Пусть толщина токонесущего слоя ~ 20 км, $\sigma_{\perp} \sim 5 \cdot 10^6 \text{ с}^{-1}$. За время 10^4 с выделение тепла составит $3 \cdot 10^{-3} \text{ эрг/см}^3$. При $n_n \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ возму-

шение температуры "нейтральной" ионосферы составит - 30 К. Горизонтальный дрейф ионов в сильном и достаточно продолжительном поле значительно усиливает тепловыделение [10].

При $a = 20$ км время остывания вследствие молекулярной теплопроводности составляет несколько суток. Электрическими токами такой слой может быть нагрет на сотни градусов за время, меньшее 10^4 с. В результате в слое может развиваться конвекция; которая обеспечит эффективное его остывание.

Полярная ионосфера может быть разогрета также высыпавшимися электронами (1–10 кэВ). Эквивалентный тепловой поток при этом - 50--100 эрг/см²с.

Время, за которое температура ионосферы увеличивается до критического значения, сильно различается в зависимости от механизма нагрева и интенсивности полярных возмущений. По-видимому, оно может быть меньше 10^3 с.

Необходимо подчеркнуть следующее: в теории обычной конвективной неустойчивости полярной ионосферы имеется одна принципиальная трудность, о которой мы упоминали в начале этого параграфа, - необходимо наличие обратного температурного градиента. Поэтому при изучении этой ветви неустойчивости ионосферной плазмы часто просто постулируют возможность существования таких градиентов. Недавние ракетные измерения [11] в ионосфере в диапазоне высот 115–120 км указывают на очень большие градиенты температуры нейтралов ($\nabla T_n \approx 30 \text{ К} \cdot \text{км}^{-1}$) и электронов, что превышает величину критического вертикального градиента ($\approx 10 \text{ К} \cdot \text{км}^{-1}$), при котором начинается конвекция. Неясно, однако, насколько надежны данные, полученные в этой работе.

При исследовании конвекции в ионосфере необходимо обратить внимание на следующий факт [6]: вторжение электронов в нижней ионосфере приводит к образованию такого большого количества атомарного кислорода, что ее можно уподобить бинарной смеси газов. Известно, что такая смесь может терять устойчивость и при нагреве сверху, будучи более плотной снизу.

Для ионосферной плазмы нетрудно показать, что теплопроводность определяется нейтралами. Анализ дисперсионных соотношений, полученных для частично ионизованной плазмы, показывает [13], что в диапазоне параметров, характерных для ионосферы, магнитное поле не влияет на развитие стационарной конвекции.

Для развития же колебательной конвекции необходимо выполнение условия $|R^0| < |R^{st}|$, где R^0 , R^{st} - критические значения числа Релея для колебательной и стационарной конвекций. Исследование дисперсионного уравнения в общем случае нестационарной конвекции [6] приводит к выводу о невозможности развития и колебательной ветви конвективной неустойчивости в ионосфере за счет магнитного поля.

Для дальнейшего нам необходимы оценки возможных градиентов концентрации одноатомных газов. Для потока энергии I_0 электронов со средней энергией 10 кэВ число актов ионизации q на высоте 105–115 км составляет $\sim I_0 / (\nabla z \cdot I)$, где $\nabla z = 5$ км, $I = 30$ эВ. Для $I_0 = 10^2$ эрг/см²с величина $q \sim 4 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$, равновесная концентрация электронов

($\sim \sqrt{q/a}$) устанавливается за время $\tau = \sqrt{a/q}$, где $a \sim 3 \cdot 10^7 \text{ см}^6 \cdot \text{с}^{-1}$, тогда $\tau \sim 10 \text{ с}$. Равновесная плотность преобладающих по концентрации ионов устанавливается столь же быстро.

В результате диссоциативной рекомбинации и ионно-молекулярных реакций ионы превращаются в нейтральные атомы (например, $\text{NO}^+ + e \rightarrow \text{N} + \text{O}$), причем в этом случае $\alpha \sim 3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3 \cdot \text{с}^{-1}$. Обратные реакции (ассоциации) выше 100 км идут с характерным временем более 10 ч. Характерное время диффузии в слое толщиной a порядка a/D_{12} , где $D_{12} \sim 10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ (для высоты 100 км). Невозмущенное значение концентрации атомарного кислорода на высоте $\sim 100 \text{ км}$ около $3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$. В неподвижном воздухе величина n_0 удвоилась бы за время порядка $10^5 - 10^4 \text{ с}$ ($I_0 = 10^2 \div 10^3 \text{ эрг} \cdot \text{см}^2 \cdot \text{с}$).

Решение задачи о конвективной устойчивости смеси газов с учетом сжимаемости [7] указывает на то, что в ионосфере могут раскачиваться колебания с частотой

$$\omega = \left[\frac{(P-S)R_a^{-\pi^4}(1+P)}{(1+P)S^2} \right]^{1/2} \frac{\nu}{a^2},$$

где ν — кинематическая вязкость, $S = \nu/D_{12}$, $P = \nu/\kappa$, κ — температуропроводность. Выражение для ω получено в предположении, что относительная доля одноатомных газов в единице объема мала.

Не останавливаясь на деталях этого процесса, укажем, что в нижней ионосфере возможно развитие как стационарной, так и колебательной конвекций, причем последняя не связана с магнитным полем.

Интересно, что как поле скоростей, так и ионосферные токи, связанные с этими скоростями, имеют вид "ячеек" размером $\ll a/3i$. Поэтому амплитуда рассматриваемых геомагнитных вариаций очень быстро убывает при удалении от электроструи. На поверхности Земли, под зоной генерации, она уменьшается в $\exp(3iH/a)$ раз (i — номер гидродинамической моды, H — расстояние от Земли до ионосферного "конвектирующего" слоя), с удалением же от электроструи магнитное поле возмущений $\sim r^{-3-m}$, где m — число пар ячеек, укладываемых поперек электроструи. Период возмущений геомагнитного поля при этом $10 - 10^3 \text{ с}$.

Обсуждаемая неустойчивость объясняет такие свойства отдельных высокоширотных пульсаций, как плохая корреляция на малых расстояниях и " мозаичность " их пространственного распределения.

§ 3. Ионизационно-диффузионные колебания в верхней ионосфере

Рассмотрим подробно возможность раскачки ионизационно-диффузионных колебаний. В слабоионизованной плазме в условиях, когда концентрация электронов определяется диффузией и ударной ионизацией, возможны колебательные режимы [14]. Подобная ситуация может возникнуть во время сильных возмущений в высоких слоях ионо-

сферы. При этом возможны локальные повышения электронной температуры до нескольких тысяч градусов, увеличение концентрации ионов и уменьшение концентрации ионизируемых нейтралов. Ниже будет исследована динамика изменения концентрации частиц в таких неоднородностях.

Рассмотрим модель, в которой концентрация электронов в слое (или в локальной неоднородности) слабоионизованной плазмы определяется диффузией, ударной ионизацией и рекомбинацией. Изменения во времени концентрации ионизируемых нейтралов N и электронов N_e описываются уравнениями

$$dN/dt = (D - Q)N - fNN_e + \alpha N_e^2 = X(N, N_e), \quad (3.1)$$

$$dN_e/dt = D_+N_e + fNN_e + QN - \alpha N_e^2 \equiv Y(N, N_e).$$

Здесь D и D_+ — коэффициенты, моделирующие процесс диффузии нейтралов и ионов (в предположении электронейтральности), Q — скорость ионообразования "направленным" потоком электронов или жестким излучением, α — коэффициент рекомбинации, f — коэффициент ударной ионизации. Для азотно-кислородной смеси [15]

$$f \approx 2,6 \cdot 10^{-14} n_0^5 I^{-1/2} \exp(-I/I_e),$$

где электронная температура T_e и потенциал ионизации I выражены в эргах, n_0 — число реально осуществляющихся "уровней" — находится из соотношения

$$6 \lg(N_0 + 1) = 21,65 - \lg N_e [N_e], \text{ см}^{-3}.$$

В случае, когда ионизация вызывается "термализованными" электронами и скорость рекомбинации пренебрежимо мала, возможны стационарные колебания с произвольной "начальной" амплитудой. В самом деле, при $Q = \alpha = 0$ легко найти интеграл системы (3.1), который при $D_+ < 0 < D$ определяет однопараметрическое семейство замкнутых траекторий на плоскости (N, N_e) :

$$D + \ln(N/N^{(b)}) + f(N - N^{(b)}) = D \ln(N_e/N_e^{(b)}) - f(N_e - N_e^{(b)}),$$

где $N^{(b)}$ и $N_e^{(b)}$ — произвольная "начальная" точка траектории.

Вблизи точки покоя ($N^* = -D_+/f$, $N_e^* = D/f$) период колебаний равен $2\pi(-DD_+)^{-1/2}$. Отметим, что невыполнение условия $D_+ < 0 < D$, означающего, по сути дела, диффузную утечку электронов (ионов) и приток нейтралов, влечет за собой переход системы в состояния, где рассматриваемая модель непригодна (например, $N_e \rightarrow 0$, $N \rightarrow 0$).

Период колебаний большой амплитуды можно оценить следующим образом. Перенесем начало координат N, N_e в точку покоя N^*, N_e^*

Исключая $N_e - N_e^*$ из системы (3.1), запишем уравнение для новой переменной $\xi \equiv \ln N/N^*$:

$$\dot{\xi} = (1 - e^{\xi}) (\omega_0^2 + D_+ \xi),$$

где $\omega_0^2 \equiv -DD_+$. После введения безразмерного времени $\tau = Dt$ и интегрирования получим

$$\ln(1 - \xi) + \xi = (C - \xi + e^{\xi}) d, \quad (3.2)$$

где $d = |D_+| / |D|$, $d \gg 1$, $-C > 1$. Константа C определяет амплитуду колебаний электронной плотности. В аналитическом виде интеграл уравнения (3.2) выразить не удастся, поэтому для нахождения периода колебаний аппроксимируем правую $F(\xi)$ и левую $\Psi(\xi)$ d части (3.2) функциями

$$F(\xi) = \begin{cases} \xi + \epsilon, & \xi < \epsilon, \quad \epsilon > 0, \\ -\xi^2/2, & \xi < \epsilon, \\ \epsilon + \ln(1 - \xi), & 1 > \xi > \epsilon, \end{cases} \quad \Psi(\xi) = \begin{cases} C + e^{\xi} & \xi > 0, \\ C_1 + 1 - \xi, & \xi < 0. \end{cases}$$

Предполагается, что амплитуда колебаний достаточно велика ($-C \gg 1$), т.е. система во время колебания подавляющую часть времени находится вдали ($|\xi| \gg 1$) от точки покоя. Фиксированная малая постоянная ϵ введена для правильной оценки времени пребывания системы у точек поворота ($\dot{\xi}' = 0$). Таким образом, траектория системы разбивается на четыре участка. Оценивая интегралы на каждом из этих участков, найдем асимптотическое выражение для периода "больших" колебаний:

$$\tau \approx -C + (1 + d^{-1}) \ln(-C) + 0(1), \quad -C \gg 1, \quad (3.3)$$

$$N_e^{\min} \approx N_e^* e^{Cd}, \quad N_e^{\max} \approx -Cd N_e^*. \quad (3.4)$$

Зависимость частоты колебаний от малой, но конечной амплитуды в случае $\alpha = Q = 0$ получается известным методом разложения по степени амплитуды a [16]:

$$\omega = \omega_0 - (a^2/8\omega_0) (\omega_0^2/3 + D_+^2/4), \quad \omega_0^2 = -DD_+. \quad (3.5)$$

Рассмотрим влияние рекомбинации и ионизации ($Q > 0$) на изучаемые ионизационные колебания. Известно, что факторы подобного рода приводят, как правило, к затуханию колебаний. Покажем, что ионизация пучком электронов или жестким излучением вызывает затухание таких колебаний.

Для малых возмущений, пропорциональных $e^{\delta t}$, вблизи точки покоя системы (3.1)

$$N^* = \frac{(Q - D) D_+^2}{D(\alpha D + f D_+)}, \quad N_e^* = \frac{(D - Q) D_+}{\alpha D + f D_+} \quad (3.6)$$

дисперсионное уравнение имеет вид

$$\sigma^2 + 2\delta\sigma + (Q - D) D_+ = 0,$$

где

$$2\delta = -QD_+/D - (\alpha D(D - Q) / \alpha D + f D_+).$$

Описываемая модель применима, если тривиальная точка покоя $N^* = 0$ и $N_e^* = 0$ неустойчива в окрестности $N > 0$, $N_e > 0$, что равносильно требованию положительности хотя бы одного из коэффициентов D_+ или $D - Q$. Нетривиальная точка покоя, вокруг которой система совершает колебания, физически существует ($N^* > 0$, $N_e^* > 0$), если $DD_+ < 0$, $(D - Q) D_+ (\alpha D + f D_+) > 0$.

Нетрудно понять, что $\delta > 0$ ($Q > 0$), и поэтому даже при $\alpha = 0$ малые колебания с частотой $[D_+(Q - D)]^{1/2}$ затухают.

Характер поведения системы при произвольных положительных N , N_e качественно напоминает затухание колебаний вокруг точки покоя (3.6). В этом можно убедиться, составив выражение

$$\frac{\partial}{\partial N} \left(\frac{X}{NN_e} \right) + \frac{\partial}{\partial N_e} \left(\frac{Y}{NN_e} \right) = \frac{\alpha}{N} \left(1 + \frac{N_e}{N} \right) - \frac{Q}{N_e^2}, \quad (3.7)$$

из знакопостоянства которого, согласно критерию Дюлака [17], следует отсутствие циклов у системы (3.1) при положительных N , N_e .

Итак, не только рекомбинация, но и ионизация обычно рассматриваемого типа [18] вызывает затухание ионизационно-диффузионных колебаний. Этим, однако, не исключается возможность их усиления другими механизмами.

Известно, что присутствие отрицательных ионов щелочных металлов может приводить к раскату ионизационно-диффузионных колебаний [19]. Интересно выяснить, существует ли такая же возможность, если отрицательные ионы образуются из тех же атомов, что и положительные. С этой целью рассмотрим простейшую из систем этого типа, описываемую системой уравнений:

$$N = DN + f_+ NN_e + \alpha(N_e + N_-) N_e, \quad (3.8)$$

$$N_e = D_+ N_e + f_- NN_e + (D_+ - D_-) N_- - \alpha(N_e + N_-) N_e, \quad (3.9)$$

$$N_- = D_- N_- + \beta NN_e, \quad D_- < 0, \quad f_+ = f \pm \beta, \quad (3.10)$$

в которой N , N_e , N_- — соответственно концентрации нейтральных частиц, электронов и отрицательных ионов, α , β и f — коэффициенты скорости реакций, D , D_+ и D_- можно интерпретировать как скорости диффузии нейтралов, положительных и отрицательных ионов. Предположим, что $N_- \ll N_e$, тогда скорость рекомбинации будет определяться электронами.

Линеаризуя систему (3.8)–(3.10), можно получить выражения для частоты колебаний и инкремента:

$$\omega = \omega_0 = \sqrt{-DD_+}, \quad (3.11)$$

$$\sigma_1 = \frac{\beta D}{2f} \frac{D_+}{D_-} \frac{(D_+ - D_-)^2}{D_-^2 - DD_+} - \frac{\alpha D}{2f} (1 - D/D_+).$$

Эти формулы получены в обычно выполняющихся предположениях

$$N_e/N \approx -D/D_+ \ll 1, \quad D < \alpha D \ll -fD_+, \quad N_- \ll N_e.$$

В отличие от системы, состоящей из газа с добавкой паров щелочных металлов, изученной в [19], в рассматриваемой модели отрицательные ионы при $D_+ \neq D_-$ всегда являются дестабилизирующим фактором.

Исследуем нелинейный режим колебаний ($\sigma_1 > 0$). Раскладывая решение неоднородного уравнения (3.11) при $t \gg 1/|D_-|$ в ряд по малому параметру ω_0/D_- , найдем

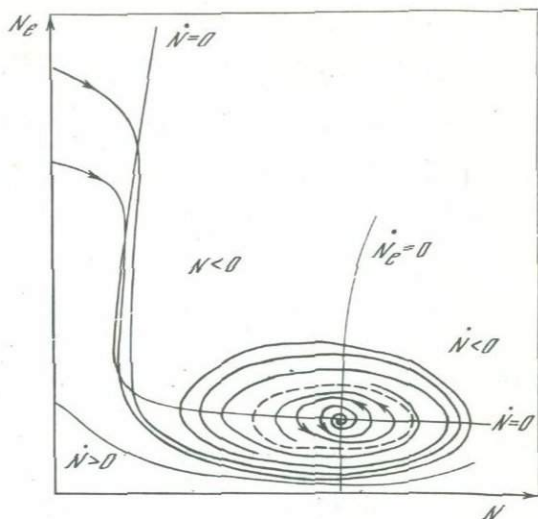
$$N_- = -\frac{\beta}{D_-} \left(1 + \frac{1}{D_-} \frac{d}{dt}\right) (NN_e). \quad (3.12)$$

Подставим (3.12) и (3.9) и исключим N_- с помощью (3.8). Пренебрегая малыми членами, пропорциональными α^2 и $\alpha\beta$, и ограничиваясь случаем $|D_-| \gg |D_+|$, получим систему

$$\begin{aligned} N_e &= D_+ N_e + g N N_e + \beta f (N - N_e) N N_e / D - \alpha N_e^2, \\ N &= D N - f_+ N N_e + \alpha N_e^2, \quad g = f + \beta D_+ / D_-. \end{aligned} \quad (3.13)$$

Инкремент малых колебаний вблизи точки покоя этой системы $\sigma_1 = -(D/2f) (\beta D_+/D_- - \alpha)$ можно получить и непосредственно из (3.11) при условии $|D_-| \gg |D_+| \gg |D|$. Предполагая по-прежнему $\sigma_1 > 0$, построим изоклины $dN_e/dN = 0$ и $dN/dN_e = 0$. Изоклина $N = 0$, имеющая две асимптоты $N = \alpha N_e/f$ и $N_e = D/f$, разбивает множество положительных значений N , N_e на две области: $\dot{N} > 0$ и $\dot{N} < 0$ (рис. 3). Учитывая, что изоклина $\dot{N}_e = 0$ слабо отклоняется от прямой $\dot{N} = -D_+/g$ (при малых α и β), нетрудно составить общее представление о траекториях системы (3.13). Семейство траекторий, начинающихся на положительной полуоси ординат, образует вокруг точки покоя систему вложенных

Рис. 3. Предельный цикл (штриховая линия), который возникает в системах, описываемых уравнениями (3.13) при $D-1 \gg D_+$



спиралей. По этим траекториям система приближается к предельному циклу, так как точка покоя — неустойчивый фокус ($\sigma_1 > 0$).

Другой возможный механизм раскачки ионизационно-диффузионных колебаний связан с колебаниями интенсивности потока энергии "высыпавшихся" электронов. Одно из самых характерных свойств потоков электронов, "высыпавшихся" в полярной ионосфере — разнообразная временная зависимость, нередко близкая к набору фиксированных гармонических колебаний. Неоднократно фиксировалась регулярная модуляция этих потоков в секундном и минутном диапазонах периодов. В нашей модели это можно учесть, полагая $Q = Q_0 + q(t)$, где Q от времени не зависит. Как будет показано ниже, рекомбинация во многих случаях не успевает существенно уменьшить амплитуду колебаний за время их существования, поэтому для оценок можно взять $\alpha = 0$. Нетрудно показать, что наибольшее относительное изменение концентрации нейтралов при обычном резонансе невелико (меньше $q/Q_0 \sqrt{|D| D_+}$). При параметрическом резонансе можно получить относительный инкремент порядка $0,5 |D_+|$, если $Q/\omega_0 \ll |D_+|/|D|$. Возможно, что именно этот тип резонанса может существенно усилить ионизационно-диффузионные колебания.

Рассматриваемые колебания могут происходить в тех областях ионосферы, где концентрация электронов и ионизирующихся нейтралов определяется конкуренцией диффузии и ударной ионизации. Проведенные выше расчеты показывают, что для существования колебаний необходимо выполнение неравенств $D_+ < 0$ и $D > 0$, т.е. нейтралы (ионизирующиеся) должны диффундировать внутрь неоднородности, а ионы и электроны — уходить из того же объема. Колебания будут продолжаться достаточно долго, если малы коэффициенты α и Q , характеризующие скорость ре-

комбинации и ионизацию быстрыми частицами. "Слабая" рекомбинация возможна в F -слое, там же может быть достаточно высокой электронной температура, которая необходима для эффективности ударной ионизации. Согласно расчетам [20], характерная электронная температура на высотах 200–300 км в зоне полярных сияний около 3500 К. Прямыми же измерениями на высотах ≥ 1000 км неоднократно регистрировалась электронная температура больше 4000 К. Естественно предположить, что в высокоширотной полярной ионосфере в возмущенные периоды на высотах ≥ 300 км существуют области с $T_e \geq 4000$ К.

Рассмотрим неоднородность с характерным размером $L \sim 10^7$ см. Для $N^* \sim 10^9$ см $^{-3}$ и температуры нейтралов около 1000 К коэффициент диффузии $D_0 \sim 10^{11}$ см 2 /с, откуда величина $D \sim D_0/L^2 \sim 10^{-3}$ с $^{-1}$. N_e^* положим равным 10^6 см $^{-3}$ (среднее значение на высоте 300 км), тогда D_+ - 1 с $^{-1}$. При $T_e = 4000$ К коэффициент $f \sim 5 \cdot 10^8$ см 3 /с. Если отклонение концентрации от стационарного состояния небольшое, то период колебаний в этих условиях около 5 с. По формуле (3.7) нетрудно показать, что декремент δ очень мал (за счет рекомбинации $\alpha \approx 10^{-7}$ см $^{-6}$ и за счет ионизации жесткими частицами $10^{-(8+5)} \text{с}^{-1}$ [21] величина $\delta/\omega_0 \approx 10^{-(5+2)}$). Таким образом, речь идет о слабозатухающих колебаниях.

Хорошо известно, что ионосферные параметры в высоких широтах чрезвычайно нерегулярны, в частности, в F -слое неоднородности электронной концентрации могут иметь характерный горизонтальный размер в пределах от ~ 1 км до нескольких сотен километров. Если электронная температура в крупномасштабной неоднородности ≥ 4000 К, то, как мы видели, в такой области могут появиться колебания степени ионизации. Не исключено, что мелкомасштабные вариации электронной концентрации, зарегистрированные на спутниках типа ИЗИС-1 [22], можно объяснить как ионизационно-диффузионные колебания. Другими словами, причина некоторых мелкомасштабных вариаций – это временные колебания крупномасштабных неоднородностей. Проверка этой гипотезы возможна при сопоставлении данных об электронной концентрации N_e (радиозондирование с поверхности Земли) с результатами одновременных измерений N_e и T_e на спутниках.

Колебания большой амплитуды, о которых шла речь выше, могут иметь место только в условиях сильной ионизации ($N_e^{\max} \geq N$, см.(3.4)), что характерно для самых высоких слоев ионосферы.

Весьма вероятно, что рассматриваемые колебания ионизации являются причиной геомагнитных пульсаций с периодом порядка 10 с, имеющих максимальную интенсивность в зоне полярных сияний. Оценим их амплитуду. Поперечная электропроводность σ_{\perp} ионосферы в зоне полярных сияний на высоте 120–160 км порядка 10^6 с $^{-1}$. Считая магнитные силовые линии "эквипотенциальными", положим электрическое поле $E_{\perp} \sim 10^{-6}$ ед. CGSE, относительное увеличение электронной концент-

рации $0,1$, характерный размер неоднородности $L \sim 10^7$ см, тогда для возмущений магнитного поля получим $\sim 0,1 (4\pi/c) L \sigma_{\perp} E_{\perp} \sim 40 \mu$. На земной поверхности амплитуда этих колебаний будет около нескольких гамм. Из-за малого размера источника эти геомагнитные вариации становятся весьма слабыми за пределами зоны авроральной активности.

§ 4. Диссипативная неустойчивость

Начиная с 1963 г. [23, 24] этот тип неустойчивости, называемой также $\vec{E} \times \vec{B}$ неустойчивостью, привлекался геофизиками для объяснения разнообразных явлений, наблюдающихся в ионосфере Земли: формирования мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации [25], стратификации бариевых облаков [26], неустойчивости дуг полярного сияния [27]. В [28] показано, что такой неустойчивостью в авроральном электроджете можно объяснить возникновение электромагнитных колебаний с $T \sim 60$ с, регистрируемых на фоне бухт.

В последнее время среди магнитологов возрос интерес к акустико-гравитационным волнам внутри ионосферы как к одному из возможных источников геомагнитных вариаций. Однако авторы большинства работ ограничиваются изучением только возможного частотного диапазона магнитных возмущений, оставляя в стороне вопрос об амплитудах.

Наиболее обстоятельными являются результаты работы [28]: "Когда магнитное поле было проинтегрировано сверху до земной поверхности, оказалось, что даже при самых благоприятных условиях (скорость гравитационной волны 85 м/с, период 15 мин и возмущение давления на Земле 0,5 мбар) магнитное поле, фиксируемое на Земле, должно быть на два порядка ниже амплитуды магнитного шума в течение спокойных условий".

Разумеется, перечисленными механизмами не исчерпываются все возможные внутриионосферные источники геомагнитных вариаций. Например, в [29] показано, что колебания в диапазоне периодов $T = 1 \div 10$ с могут возникнуть в нижней ионосфере за счет ионно-звуковой волны на отрицательных ионах. В [30] приведены оценки геомагнитных возмущений, вызываемых ударными волнами от крупных метеорных тел. Найдено, что амплитуда всплесков магнитного поля может достигать 100 μ .

ЛИТЕРАТУРА

1. Альперович Л.С., Левитин А.Е. — "Геомагнетизм и аэрономия", 1976, 8.
2. Сазновский Э.Г., Уфлянд Я.С. — АММ, 1962, 26, вып. 3, с. 540.
3. Хантадзе А.Г. — "Магнетизм и аэрономия", 1968, 9, с. 420.
4. Околосземное космическое пространство. Под ред. Ф.С. Джонсона. М., "Мир", 1966.
5. Троицкая В.А. — "Изв. АН СССР. Сер. геофиз.", 1960, № 9, с. 1321.
6. Абрамов Л.А., Альперович Л.С. — "Космические исследования", 1975, 13, вып. 4, с. 532.

7. *Абрамов Л.А., Альперович Л.С.* – "Прикладная математика и механика", 1974, 38, вып. 2, с. 284.
8. *Абрамов Л.А., Альперович Л.С.* – "Астрофизика", 1975, 11, вып. 2, с. 293.
9. *Charman S.* – "Terrest. Magnetism and Atm. Electricity", 1937, 42, p. 4.
10. *Cole K.D.* – "Planet. and Space Sci.", 1971, 19, N 1, p. 59.
11. *Sasaki S., Kawashima N.* – "J. Geophys. Res.", 1975, 80, N 19.
12. *Chandrasekhar S.* Hydrodynamic and hydromagnetic stability, Oxford, 1968.
13. *Гершман Б.Н., Гинзбург В.Л.* – "Учен. записки ГГУ", 1956, 30.
14. Электродинамика плазмы. Авт.: *А.И. Ахиезер, И.А. Ахиезер, Р.В. Половин, А.Г. Ситенко*. М., "Наука", 1974.
15. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Механика. М., "Наука", 1973.
16. *Бронштейн В.А.* – "Инж. журн.", 1962, 2, вып. 1, с. 163.
17. *Андронов А.А., Леонтович Е.А., Гордон И.И., Майер А.Г.* Качественная теория динамических систем. М., "Наука", 1966.
18. *Данилов А.Д.* Химия ионосферы. Л., Гидрометеиздат, 1967.
19. *Алаканян Ю.С.* – "Теплофизика высоких температур", 1973, № 3, с.657.
20. *Walker J.G.G., Rees M.H.* – "Planet. and Space Sci.", 1968, 16, p.469–475.
21. *Бенькова Н.П.* и др. – "Геомагнетизм и аэрномия", 1974, 14, №5, с.855–858.
22. *Whitaker J.H. е.а.* – "J. Geophys. Res.", 1972, 77, N 32.
23. *Тимофеев А.В.* – ЖТФ, 1963, 33, № 8, с. 909.
24. *Simon A.* – "Physics Fluids", 1963, 6, p. 382.
25. *Chimonas G.* – "J. Geophys. Res.", 1969, 74, N 16, p. 4091.
26. *Wescott E.M. е.а.* – "J. Geophys. Res.", 1969, 74, p. 3469.
27. *Hooper E.B., Walker J.C.G.* – "J. Atmos. and Terr. Phys.", 1971, 33, N 9, p. 1441–1445.
28. *Claerbout J.F., Madden T.R.* Electromagnetic effects of atmospheric gravity waves in the atmosphere. – Sympos. Proc. Boulder. Colorado, 15–17 July, 1968.
29. *D'Angelo.* – "J. Geophys. Res.", 1967, 72, N 5, p. 1541.
30. *Савченко Ю.Н.* – "Геомагнетизм и аэрномия", 1975, 15, № 6.

СВЯЗЬ ОНЧ-ИЗЛУЧЕНИЙ С ГЕОМАГНИТНЫМИ ПУЛЬСАЦИЯМИ

Н. Г. КЛЕЙМЕНОВА

Очень низкочастотные (ОНЧ) излучения представляют собой естественные электромагнитные вариации в диапазоне частот от нескольких сотен герц до десятков килогерц. По своей спектрально-временной форме они разделяются на шумовые и дискретные. Шумовые излучения представляют собой полосу неструктурированного или слабо изменяющегося по интенсивности шума в некотором интервале частот и называются обычно "шипениями". Среди многочисленных типов дискретных излучений наиболее часто наблюдаются так называемые хоры, представляющие собой непрерывную последовательность коротких ($\sim 0,1$ с) сигналов повышающейся частоты. В данной работе будут рассмотрены только эти виды ОНЧ-излучений, которые по частотному диапазону разделяются на КНЧ- (крайне низкочастотные) с $f < 2 - 3$ кГц и ОНЧ- ($f > 2-3$ кГц) излучения. Термины КНЧ и ОНЧ обычно употребляются с целью обращения внимания на разные свойства излучений в зависимости от их частоты. Однако нередко термин ОНЧ-излучения употребляется для обозначения всего диапазона частот.

Генерация хоров и шипений обычно связывается с циклотронной неустойчивостью энергичных частиц в экваториальной плоскости магнитосферы, хотя не исключены и другие механизмы, в частности излучение мягкоэнергичных частиц на частотах нижнего гибридного резонанса в авроральной зоне.

Отличаясь от геомагнитных пульсаций — гидромагнитных волн в магнитосфере Земли — на три-четыре порядка по частоте и являясь неразрывным продолжением их в высокочастотной области дисперсионной кривой, ОНЧ-излучения тесно связаны со всеми видами пульсаций. Эта связь проявляется как в последовательном возбуждении ОНЧ-излучений и геомагнитных пульсаций, так и в квазипериодическом изменении интенсивности ОНЧ-шумов под действием пульсаций, свидетельствующем об эффективном взаимодействии волн и частиц в магнитосферной плазме, теоретические аспекты которого в настоящее время интенсивно исследуются.

В зависимости от колебательного режима пульсации разделяются на два больших класса — регулярные или устойчивые (P_c) и иррегулярные (P_i), которые в свою очередь в зависимости от периодов делятся на P_{c1} ($T = 0,2 \div 5$ с), P_{c2} (5–10 с), P_{c3} (10–45 с), P_{c4} (45–150 с), P_{c5} (150–600 с), P_{i1} (1–40 с), P_{i2} (40–150 с).

Рассмотрим последовательно связь ОНЧ-излучений с каждым из перечисленных типов геомагнитных пульсаций. Поскольку ОНЧ-излучения являются важным звеном в цепи развития магнитосферных возмущений, они наиболее тесно связаны с иррегулярными геомагнитными пульсациями P_i , наблюдающимися в возмущенное время.

Пульсации типа P_{i1} наблюдаются во время суббури в ночном и утреннем секторах магнитосферы. Утренние часы характеризуются развитием непрерывных длительных (2–5 ч) серий пульсаций с периодами порядка 4–8 с и амплитудой 10^2 – 10^3 $\mu\text{V}(P_iC)$. Этот тип пульсаций тесно связан с генерацией ОНЧ-хоров и обычно предшествует им. Каждая серия пульсаций P_iC длительностью более 2 ч заканчивается генерацией ОНЧ-хоров, т.е. возбуждение хоров является неразрывным продолжением процессов в магнитосферной плазме, приводящих сначала к генерации геомагнитных пульсаций P_iC и пульсирующих сияний, а затем – ОНЧ-хоров. Генетическая связь пульсаций P_iC и ОНЧ-хоров проявляется в том, что амплитуда хоров на максимальной частоте (т.е. частоте, на которую приходится максимум в амплитудном спектре излучений) всегда промодулирована периодами P_iC .

Вечерние часы суток в возмущенное время характеризуются возбуждением коротких импульсных всплесков геомагнитных пульсаций диапазонов P_{i1} , называемых P_{i1B} . Эти пульсации характерны для предварительной и начальной фаз суббури и нередко наблюдаются одновременно с импульсными всплесками ОНЧ-шипений в авроральной зоне.

Пульсации типа P_{i2} . Начало магнитосферной суббури проявляется в виде генерации интенсивного всплеска геомагнитных пульсаций типа P_{i2} . Анализ синхронных записей этих пульсаций и ОНЧ-излучения в субавроральных широтах показал [1], что в ряде случаев после колебаний типа P_{i2} наблюдается всплеск КНЧ-шипений продолжительностью 10–30 мин, который прослеживается на частотах ниже 2 кГц с максимумом амплитуды в полосе 0,7–1,2 кГц. Такие всплески имеют небольшую амплитуду порядка $(5+8) \cdot 10^{-14} \text{Вт} \cdot \text{м}^{-2} \cdot \text{Гц}^{-1}$. Характерная особенность КНЧ-всплесков – запаздывание начала их возбуждения относительно начала генерации P_{i2} на 15–25 мин. Одновременно со всплесками пульсаций P_{i2} происходит развитие геомагнитных бухтообразных возмущений, имеющих резкий передний фронт и продолжительность около 1–2 ч. Подобные бухты тесно связаны с авроральным брейк-ап, вызванным электронной инжекцией в авроральной зоне.

Генерация пульсаций P_{i2} не всегда сопровождается последующим развитием КНЧ-всплесков. Всплески наблюдаются только в тех случаях, когда амплитуда H -составляющей пульсаций P_{i2} заметно превышает амплитуду D -составляющей. Когда же величина D -составляющей больше или равна H -составляющей, а также когда амплитуда P_{i2} в субавроральной области не превышает 2–4 μV , всплесков КНЧ-шипений не наблюдается.

Следует заметить, что источник P_{i2} лежит в авроральной зоне и его местоположение совпадает с областью развития брейк-ап сияний. На меридиане, проходящем через источник P_{i2} или вблизи него, преобладает

H-составляющая пульсаций. Таким образом, всплеск КНЧ-шипений наблюдается лишь в том случае, если точка наблюдения находится на меридиане, проходящем через источник *Pi2* или вблизи него.

Имеются отличия и в суточном ходе пульсаций *Pi2*, сопровождающихся и не сопровождающихся всплесками шипений. Первые наблюдаются в основном после 22LT, а вторые — до этого времени.

В случае отсутствия всплесков субавроральных КНЧ-шипений после пульсаций *Pi2* геомагнитные возмущения обычно имеют плавный характер и продолжительный знак в авроральной зоне, у них отсутствует четкий передний фронт, а продолжительность достигает 3–6 ч. Согласно [2] подобные бухты связаны с протонными вторжениями частиц в полярную ионосферу, в то время как бухты с резким передним фронтом возбуждаются преимущественно электронными инжекциями.

Можно предположить, что генерация узколокализованного субаврорального всплеска шипений происходит вблизи внутреннего края вечернего выступа плазмопаузы, где наличие резкого градиента концентрации холодной плазмы приводит к изменению условий циклотронного резонанса [3] и способствует генерации КНЧ-излучений. Время запаздывания всплеска ОНЧ-излучений относительно пульсаций *Pi2* может быть обусловлено радиальным дрейфом электронов, ответственных за генерацию *Pi2* в авроральной зоне, до места генерации КНЧ-шумов — плазмопаузы.

Перейдем к рассмотрению связи ОНЧ-излучений с регулярными пульсациями. Последние имеют как внутримангнитосферное, так и внемагнитосферное происхождение, поэтому эта связь менее четкая и не всегда однозначная, особенно с пульсациями типа *Pc3*, часть из которых может генерироваться за пределами магнитосферы.

Pc1 ("жемчужины") единственные пульсации, не связанные с генерациями ОНЧ-излучений. Более того, отмечается очень четкая антикорреляция их с ОНЧ-хорами, которые никогда не наблюдаются во время генерации *Pc1*. В субавроральных областях минимальное время между концом хорового всплеска и началом *Pc1* составляет не менее 5 ч. Часто эти явления наблюдаются даже в разные дни. Возможным объяснением такой антикорреляции может быть четкое разделение в пространстве (магнитосфере) областей генерации ОНЧ-хоров и колебаний типа *Pc1*. Если источник ОНЧ-хоров расположен за плазмопаузой (вне ее), то пульсации *Pc1* — во внутренних областях плазмосферы. При этом генерация ОНЧ-хоров связывается с потоками энергичных электронов, в то время как пульсации *Pc1* — с потоками энергичных протонов. Таким образом, ОНЧ-излучения типа хоров не связаны генетически с генерацией пульсаций типа *Pc1*. ОНЧ-шипения иногда могут наблюдаться одновременно с *Pc1*, но это совпадение носит случайный характер.

Пульсации типа *Pc2* и *Pc3* часто объединяют, так как они морфологически и генетически схожи и характерны для дневной слабо- и средневозмущенной магнитосферы. Это самый распространенный вид геомагнитных пульсаций, и нередко они наблюдаются одновременно с ОНЧ-излучениями, однако пока не обнаружено каких-либо четких закономерностей в их совместной генерации.

Пульсации типа Pc 4 характеризуют спокойную магнитосферу в восстановительную фазу суббури. Они появляются, как правило, на следующий день после окончания группы всплесков субавроральных ОНЧ-шипений. Для обсерватории Согра такая последовательность отмечается в 90% случаев генерации *Pc 4*.

Условия генерации этих явлений не совпадают: возбуждение ОНЧ-шипений характерно для начального периода восстановительной фазы бури при $K_p \sim 3$ и резких изменениях и относительно больших значениях D_{st} -вариации порядка -10γ , а для генерации *Pc 4* наиболее предпочтительными условиями являются небольшое отрицательное значение $D_{st} = -5\gamma$ и плавное ее уменьшение не более чем на $2\gamma/ч$ при $K_p = 1$ (рис.1).

Можно предположить, что генерация ОНЧ-шипений происходит за счет циклотронной неустойчивости в период формирования пояса энергичных частиц (*DR*-токов), когда питч-угловое распределение их приближается к экваториальному. При последующем рассеивании этих частиц на ОНЧ-волнах происходит изотропизация распределения частиц по питч-углам, и при установлении квазиравновесного состояния генерация ОНЧ-излучения прекращается. При дальнейшем уменьшении плотности *DR*-токов создаются условия для генерации пульсаций *Pc 4* [4]. Таким образом, развитие ОНЧ-шипений генетически не связано с возбуждением пульсаций типа *Pc 4*, но приводит к созданию в магнитосфере таких условий, при которых возможна генерация *Pc 4*.

Пульсации Pc 5, характерные для высокоширотных областей в восстановительную фазу суббури, тесно связаны с генерацией ОНЧ-хоров. Впервые на эту связь обратил внимание Т.Ондо [5]: из 79 случаев хоров, наблюдаемых им в обсерватории Колледж, 52 сопровождались геомагнитными пульсациями с периодами 1–6 мин.

Подобные результаты получены и для субавроральных хоров [6], подавляющему большинству которых сопутствовало последующее развитие пульсаций типа *Pc 5* в авроральной зоне (обс. Лопарская) и более высокоширотных областях; и, наоборот, в 95% случаев пульсациям *Pc 5* предшествовало развитие субавроральных хоров. Субавроральные хоры сопровождались последующим развитием высокоширотных пульсаций типа *Pc 5* в слабозмущенных условиях при *AE*-индексе порядка 250–500 γ ; в тех случаях, когда этого не происходило, величина *AE*-индекса не превышала 150–200 γ . Можно предположить, что в этих случаях генерация пульсаций *Pc 5* происходила на более высоких широтах.

Наиболее четкая связь хоров с пульсациями *Pc 5* отмечалась для диапазона КНЧ-хоров, которые в субавроральной зоне предшествовали развитию пульсаций *Pc 5*, а в авроральной наблюдались одновременно с ними.

Начало генерации высокоширотных пульсаций *Pc 5* запаздывало относительно субавроральных хоров на 1–4 ч. Это запаздывание находилось в прямой зависимости от магнитной активности. В слабозмущенных условиях, при величине индекса авроральной активности *Q*, равной 2–3,

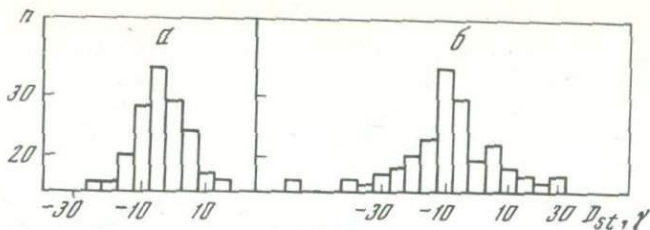


Рис. 1. Значение D_{st} -вариаций в период возбуждения геомагнитных пульсаций $Pc4$ (а) и ОНЧ-шипений (б)

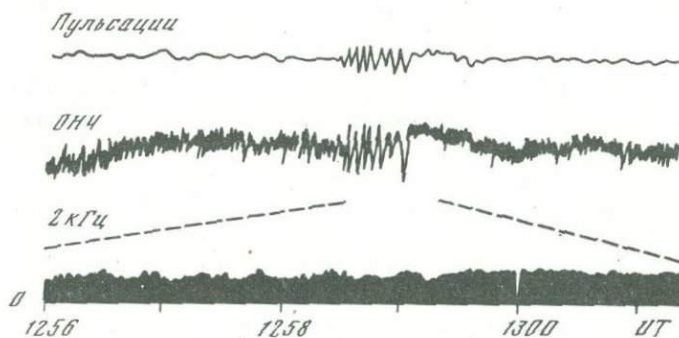


Рис. 2. Пример модуляции амплитуды ОНЧ-излучений геомагнитными пульсациями

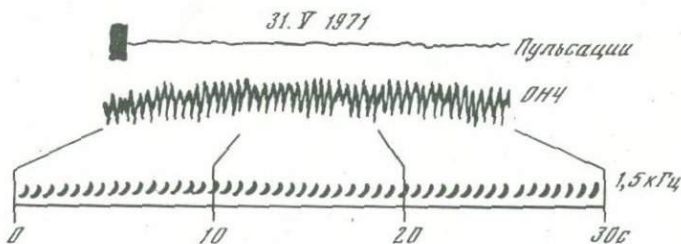


Рис. 3. Пример появления ОНЧ-излучений с дискретной структурой, не сопровождающихся геомагнитными пульсациями

запаздывание составляло всего 30–60 мин и наблюдались КНЧ-хоры. При большей магнитной активности в субавроральной зоне обычно наблюдались ОНЧ-хоры и запаздывание достигало 3–4 ч.

В авроральной зоне возбуждение хоров происходит или одновременно с генерацией геомагнитных пульсаций $Pc5$, или хоры незначительно (на несколько минут) опережают их. Это позволяет предположить, что эти явления связаны генетически: возбуждение электромагнитных волн типа вистлеров в магнитосфере на $L \geq 5$ в слабовозмущенных условиях приводит к генерации альфвеновских волн диапазона $Pc5$.

Таким образом, большинство видов геомагнитных пульсаций так или иначе связаны с генерацией ОНЧ-излучений, что свидетельствует о сложной взаимосвязи явлений, развивающихся в магнитосферной плазме. Теория этого взаимодействия еще не создана, в настоящее время эти вопросы усиленно обсуждаются среди специалистов, занимающихся теорией плазмы.

Интенсивность ОНЧ-хоров, потоков заряженных частиц и светимость полярных сияний могут испытывать вариации с периодами, равными периодам наблюдаемых в это время геомагнитных пульсаций, т. е. модуляцию.

Нередко ОНЧ-излучения с достаточно регулярным изменением амплитуды называют квазипериодическими [7, 8] или длиннопериодными [9]. Среди них выделяют два типа [7]. Первый характеризуется хорошей корреляцией с возбуждением геомагнитных пульсаций и имеет шумовой спектр с диффузной структурой в полосе частот 0,5–1,5 кГц, верхний предел которого, а иногда и интенсивность всей полосы флуктуируют с периодами геомагнитных пульсаций (рис. 2). Второй не коррелирует с геомагнитными пульсациями и имеет дискретную регулярную структуру в большом диапазоне частот — от 1 до 6 кГц (рис. 3) — с минимумом в полосе 2–4 кГц.

Первый из рассмотренных типов по существу представляет собой шипения, интенсивность которых под действием геомагнитных пульсаций испытывает квазипериодические изменения.

В авроральной и субавроральной областях модулированным оказывается один и тот же частотный диапазон шипений, модулирующие периоды также одинаковы, подобно суточное распределение вероятности появления и т. д. Более того, имеются случаи, когда одинаковым образом модулированные шипения наблюдались одновременно в авроральной зоне (на антарктической обсерватории Сесе) и в субавроральной (Согра, Кергелен). К сожалению, это были лишь единичные примеры, так как детального сопоставления одновременных наблюдений на далеко разнесенных пунктах с целью исследования модуляции еще не проводилось.

Сопоставление особенностей модулированных и немодулированных всплесков шипений в субавроральной области показало, что модулированные всплески не представляют собой какого-либо особого типа ОНЧ-эмиссий, модуляция их возникает лишь при некоторых дополнительных условиях, из которых существование геомагнитных пульсаций является обязательным. При этом, как правило, модулирован не весь всплеск шипений, а лишь часть его.

В субавроральной области продолжительность модулированных всплесков составляет от нескольких минут до часа и даже более, в то время как сами шипения в среднем продолжаются 2–4 ч, в авроральных широтах продолжительность модулированных шипений того же порядка.

В возмущенное время модулированные шипения могут наблюдаться в широкой полосе частот. Однако модуляция более характерна для средне- и слабозмущенных условий (при $K_p \sim 2-3$). Как в авроральной [7, 8], так и в субавроральной [10] области модулированные шипения, как правило, наблюдаются в низкочастотном диапазоне (КНЧ). Максимум в

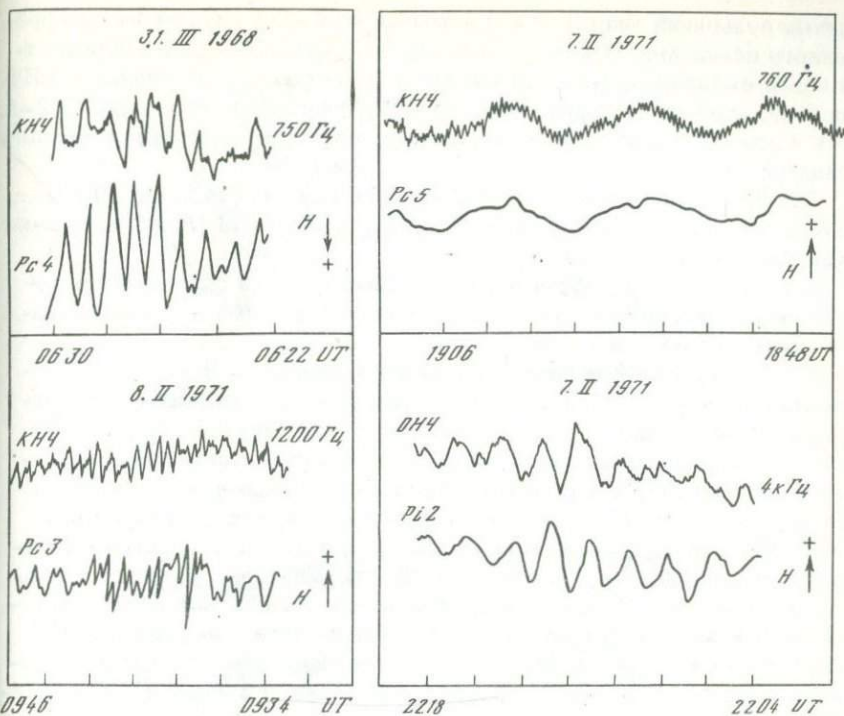


Рис. 4. Примеры модуляции ОНЧ излучений геомагнитными пульсациями разного типа

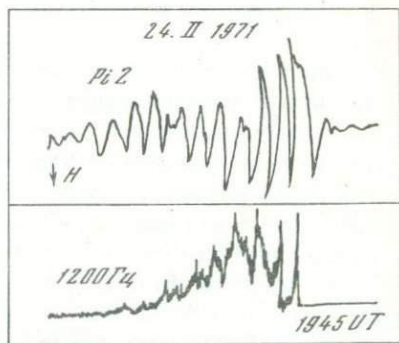


Рис. 5. Пример модуляции КНЧ-шипения иррегулярными пульсациями типа $Pi2$

суточном распределении КНЧ-шипений в авроральной и субавроральной областях приходится на утренние и предполуденные часы. Такое же суточное распределение имеют и модулированные шипения.

Модулирующими колебаниями могут быть все виды геомагнитных пульсаций (рис. 4) как регулярного, так и иррегулярного типа, но наиболее эффективны в этом отношении длиннопериодные (с периодами 2–15 мин) и $Pi2$ пульсации (рис. 5). Это значит, что при одновременном возбуждении КНЧ-шипений и геомагнитных пульсаций модуляция наблюдается всегда в случае длиннопериодных пульсаций, а в случае геомаг-

нитных пульсаций типа $Pc 2 - 3$ — только в 50–60% случаев их одновременного появления. Однако, поскольку эти типы пульсаций наблюдаются почти ежедневно, большинство случаев модулирующих периодов КНЧ-шипений, особенно в авроральной зоне [8], попадает в диапазонах $PC2-3$, хотя и приводит к модуляции только в половине случаев одновременного появления.

Следует заметить, что пульсации более коротких периодов ($Pc 1$ и $Pi 1$) не приводят к модуляции шипений, пульсации $Pi 1$ ($Pi 1C$) вызывают лишь модуляцию ОНЧ-хоров.

Суточное распределение модулирующих периодов определяется суточным распределением вероятности появления геомагнитных пульсаций соответствующих типов.

В субавроральной области модуляция длиннопериодными пульсациями (рис. 6) наблюдается как в спокойные, так и в магнитовозмущенные периоды. Если в спокойные периоды это происходит преимущественно в утренние часы, то в возмущенные периоды появление модулированных шипений, как и длиннопериодных, равновероятно в любое время суток. При этом геомагнитные пульсации, приводящие к модуляции ОНЧ-шипений, носят глобальный характер и наблюдаются в большом диапазоне долгот и широт, вплоть до экватора. Имеется очень четкая корреляция между изменением интенсивности шипений и поведением H -компоненты геомагнитного поля на экваторе, вызывающей переменное сжатие и расширение магнитосферы. Модулирующие периоды в утренние часы лежат в интервале 3–4 мин, а в вечерние и ночные — 6–12 мин. Продолжительность модулированного всплеска составляет 20–30 мин, хотя сам всплеск шипений может продолжаться несколько часов.

В вечерние и ночные часы модулирующими колебаниями являются геомагнитные пульсации типа $Pi 2$ с периодами 70–130 с [10]. Всегда при их одновременном возбуждении отмечается модуляция.

Возбуждение резкого модулированного всплеска шипений длительностью 10–15 мин может происходить одновременно с генерацией $Pi 2$ (см. рис. 5). Однако чаще шипения начинаются за 1–2 ч до возбуждения дуга $Pi 2$, появление которого приводит к квазипериодическому изменению интенсивности ОНЧ. Модуляция шипений пульсациями $Pi 2$ может происходить как в фазе, так и в противофазе (чаще) с H -компонентой пульсаций [10], при этом амплитуда D -составляющей обычно превышает амплитуду H -составляющей.

В случае интенсивных (15–20 μ и больше) пульсаций $Pi 2$, развивающихся на фоне длительных шипений, вместо модуляции может наблюдаться полное поглощение ОНЧ-шумов. В таких случаях H -компонента пульсаций значительно превышает D -компоненту, что свидетельствует о нахождении точки наблюдения вблизи меридиана области генерации $Pi 2$. Обычно это совпадает с началом фазы брейк-ап и сопровождается интенсивным высыпанием частиц в ионосферу Земли, что, вероятно, и приводит к поглощению ОНЧ-волн при распространении их через возмущенную ионосферу.

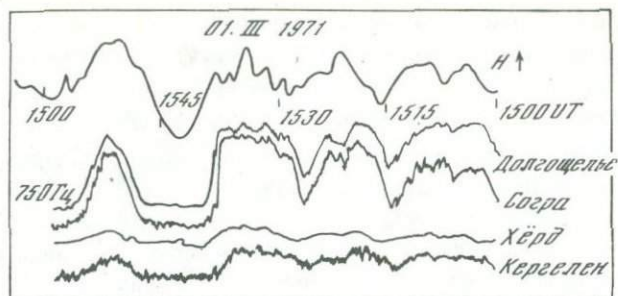


Рис. 6. Модуляция ОНЧ-излучений длиннопериодными пульсациями

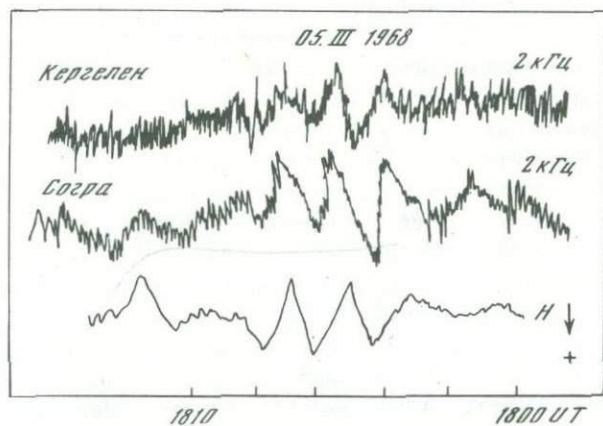


Рис. 7. Сопряженность модуляции

Модуляция шипения пульсациями $Pi2$ наблюдалась главным образом на наземных обсерваториях, проектирующихся внутри плазмосферы, при этом вне ее шипения отсутствовали. Подобные данные были получены и на спутниках Интеркосмос-5 [11]: в вечерние часы вблизи плазмосферы отмечалось появление модулированного высыпания энергичных электронов с $E \geq 40$ кэВ и модулированных ОНЧ-излучений.

Сопоставление спектров огибающей ОНЧ-шипений и спектров пульсаций $Pi2$ в субавроральной зоне показало, что они в основных чертах совпадают, хотя имеются незначительные различия [12].

В дневные часы в средневозмущенных условиях при $K_p \sim 2+3$ возможна модуляция шипений пульсациями типа $Pc3-4$, хотя это и значительно менее вероятно, чем модуляция длиннопериодными пульсациями. Так, при одновременном появлении шипений и геомагнитных пульсаций $Pc3-4$, шипения бывают промодулированы только в половине случаев. Следует отметить, что сам факт появления шипений в дневные часы на

наземных обсерваториях — не частое явление, в этот период времени отмечается минимум в суточном распределении шипений. Во время появления модуляции пульсациями $Pc\ 3-4$ всегда отмечается резкое изменение D_{st} -вариации со скоростью до 4–8 μ /ч на экваториальных обсерваториях, свидетельствующие о распаде или формировании DR -тока. Амплитуды пульсаций при модуляции довольно значительные и составляют в субавроральной области для $Pc\ 3-4$ μ и для $Pc\ 4-5-10$ μ , при этом вероятность появления модуляции больше, если пульсации $Pc\ 3-4$ накладываются на интенсивные длиннопериодные вариации.

Исследования более 100 случаев модулированных шипений в субавроральных обсерваториях Согра и Кергелен показали, что в 29% случаев модуляция очень хорошо сопряжена по форме, периодам и продолжительности вне зависимости от вида модулирующих колебаний и геомагнитной активности (рис. 7). Это свидетельствует об экваториальном расположении области, где происходит модуляция. Этот вывод очень важен для теоретического рассмотрения плазменных процессов, приводящих к модуляции, наиболее вероятным механизмом которой является модуляция инкремента циклотронной неустойчивости, ответственной за генерацию ОНЧ-шипений геомагнитными пульсациями.

Отметим, что Т. Китамура и др. [7], исследуя сопряженность модулированных ОНЧ-излучений в обсерваториях Грейг Вейл и Бёрд (авроральная зона, $a \sim 7$), нашли, что из пяти случаев в четырех излучения были несопряженными, т.е. на одной из обсерваторий отсутствовала не модуляция, а сам всплеск ОНЧ. Плохая сопряженность ОНЧ-излучений в авроральной зоне, вероятно, вызвана асимметрией конфигурации геомагнитного поля относительно экватора, хотя авторы [7] объясняют ее северо-южной асимметрией пичч-углового распределения электронов в экваториальной плоскости. Однако для этого необходимо предположить существование сильного продольного статического электрического поля, что вряд ли реализуется.

Как уже было сказано, спектрально-временная форма модулированных шипений представляет собой полосу КНЧ-шума, верхний край которого испытывает квазипериодические флуктуации, однако уровень шума обычно не падает до нуля, т.е. модуляция редко достигает 100%, хотя и такие случаи не исключены. В течение одного всплеска шипений глубина модуляции может постепенно увеличиваться, но она не зависит ни от интенсивности ОНЧ-излучений, ни от интенсивности геомагнитных пульсаций.

Глубина модуляции в диапазоне 0,6–4 кГц, как правило, не зависит от модулирующего периода. Ход зависимости глубины модуляции от частоты ОНЧ-излучений полностью повторяет ход зависимости интенсивности ОНЧ-шипений от частоты, т.е. максимальная глубина модуляции наблюдается при максимальной интенсивности ОНЧ. При одинаковой интенсивности сигнала глубина модуляции в сопряженных точках (Согра и Кергелен) бывает различной, что может быть связано с особенностями состояния ионосферы в разных полушариях (разница в местном времени для обсерваторий Согра и Кергелен составляет 2 ч).

Имеется некоторая тенденция к уменьшению модулирующих периодов интенсивности ОНЧ-шипений, т.е. геомагнитные пульсации $Pc 2-3$ могут модулировать ОНЧ-шипения только в случае, когда интенсивность последних невелика.

К сожалению, в литературе нет данных о наблюдении модулированных всплесков шипений на наземных обсерваториях в низких и средних широтах и о проведении подобных исследований в областях полярных шапок. Очень мало и спутниковых данных. Поскольку на спутниках трудно различить временные и пространственные изменения, крайне важно провести сопоставления случаев модулированных шипений, зарегистрированных на спутниках, с наблюдениями на наземных обсерваториях. Такие целенаправленные исследования планируются на ближайшие годы Международных исследований магнитосферы (проект МИМ).

Изучение связи между геомагнитными пульсациями и ОНЧ-излучением, отражающей взаимодействие волн и частиц в магнитосфере Земли, представляет собой новое направление в геомагнитных исследованиях как в экспериментальном, так и в теоретическом плане. Многие из имеющихся уже результатов наблюдений свидетельствуют о сложном и часто нелинейном взаимодействии ОНЧ-волн с альфвеновскими волнами (геомагнитные пульсации) и потоками заряженных частиц в разных областях магнитосферы Земли. Задача ближайших исследований — создание теории, способной объяснить наблюдаемые явления.

ЛИТЕРАТУРА

1. Клейменова Н.Г., Распопов О.М., Кошелевский В.К. — В кн.: Ионосферные исследования, № 22, М., "Сов. Радио", 1975, с. 63.
2. Исаев С.И., Лудовкин М.И. Полярные сияния и процессы в магнитосфере Земли. М., "Наука", 1972.
3. Трахтенгерц В.Ю. — В кн.: Ионосферные исследования, № 22, М., "Сов. Радио", 1975, с. 12.
4. Копытченко Ю.А., Клейменова Н.Г., Распопов О.М. и др. — В кн.: Ионосферные исследования, № 22, М., "Сов. Радио", 1975, с. 48.
5. Ondo T.I. — "Geomag. and Geoelect.", 1962, 16, N 16, p. 86.
6. Клейменова Н.Г., Чужанов А.А., Афанасьева Л.Т., Распопов О.М. — В кн.: Низкочастотные волны и сигналы во внешней ионосфере. Апатиты, 1974, с. 50.
7. Kitamura T., Jacobs I.A., Watanabe T. — "J. Geophys. Res.", 1969, 74, N 24, p. 5652.
8. Sato N., Hayashi K., Kokubun S. e.a. — "J. Atmos. and Terr. Phys.", 1974, 36, p. 1515.
9. Carson W.B., Koch I.A., Pope R.M. — "J. Geophys. Res.", 1965, 70, N 17, p. 4293.
10. Коротова Г.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. — "Геомагнетизм и аэронавигация", 1975, 15, № 2, с. 177.
11. Захаров А.В., Кузнецова В.А., Лихтер Я.И., Ларкина В.И. — В кн.: Низкочастотные волны и сигналы во внешней ионосфере. Апатиты, 1974, с. 110.
12. Коротова Г.И., Распопов О.М., Клейменова Н.Г. — В кн.: Низкочастотные волны и сигналы во внешней ионосфере. Апатиты, 1974, с. 53.

О ПРИМЕНИМОСТИ ОПЕРАЦИОННЫХ УСИЛИТЕЛЕЙ В ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ АППАРАТУРЕ

С. М. КРЫЛОВ, Н. Н. РУСАКОВ, В. П. ЛЕПЕНДИН, О. С. БЕЛЯКОВ

С появлением транзисторных операционных усилителей (ОУ) чрезвычайно упростилась задача построения самых разнообразных узлов геофизической аппаратуры. Идеальный операционный усилитель представляет собой дифференциальный усилитель постоянного тока с двумя входами, одним выходом, бесконечным входным сопротивлением, бесконечным усилением для противофазного сигнала и нулевым усилением для синфазного сигнала. Питается усилитель двумя разнополярными напряжениями, в отсутствие входного сигнала потенциалы входов и выхода равны нулю, т.е. потенциалу Земли. Один из входов операционного усилителя называется инвертирующим, другой — неинвертирующим (рис.1). Фаза сигнала на выходе противоположна потенциалу на инвертирующем входе и равна потенциалу на неинвертирующем входе.

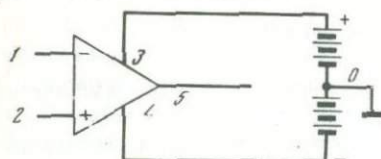


Рис. 1. Схематическое изображение операционного усилителя
1 — инвертирующий вход; 2 — неинвертирующий вход; 3, 4 — выходы питания; 5 — выход

Реальные характеристики транзисторных операционных усилителей отличаются от идеальных. Так, коэффициент усиления K колеблется в пределах $10^3 - 10^6$, входное сопротивление для дифференциального сигнала — от 10^3 до 10^6 Ом. Важными параметрами ОУ являются смещение его нуля и ток утечки входа. Если заземлить оба входа ОУ, то на выходе появится отличное от нуля напряжение. Смещение нуля равно выходному напряжению, деленному на коэффициент усиления. Если на входе ОУ установлены обычные биполярные транзисторы, то на них существует базовый режимный ток. Если входы соединены с землей через резисторы большой величины, то на них образуется падение напряжения, которое приложено ко входу и смещает выход ОУ. Ниже будет показано, как избежать этого явления.

В настоящее время существует довольно большое количество твердотельных интегральных операционных усилителей, таких, как μa 709, LM 108 (популярные американские микросхемы), К1УТ 401, К1УТ 402, К1УТ 531, К1УТ 532, однако вполне удовлетворительные результаты можно получить, применяя самодельные операционные усилители. Ниже приводится краткое описание некоторых схем ОУ, разработанных авторами.

Простой операционный усилитель

На рис.2 приведена схема операционного усилителя, отличающаяся исключительной простотой. В ней всего 5 транзисторов и 2 резистора. Транзисторы практически любых типов. В качестве T_1, T_2 можно рекомендовать КТ 315, КТ 342, КТ 301, КТ 312, в качестве T_4 и T_5 подойдут П 403, П 416, МП 40, МП 42 и т.д. Необходимо только позаботиться об идентичности входных транзисторов T_1 и T_2 . Усилитель имеет следующие параметры:

- 1) коэффициент усиления 2000,
- 2) входное сопротивление 5 к (для дифференциального сигнала),
- 3) входной ток 1–10 мкА,
- 4) диапазон выходных напряжений ± 11 В,
- 5) смещение нуля 1–10 мВ,
- 6) граничная частота 5 МГц.

Увеличить входное сопротивление и уменьшить входной ток можно, применяя на входе транзисторы типа КТ 342 Б с высоким выходным сопротивлением $\beta > 250$. Данный усилитель (рис. 3) отличается от предыдущего повышенным коэффициентом усиления и более мощным выходом, к которому можно присоединять нагрузку до 50 Ом. Как и в схеме на рис.2, здесь имеется дифференциальный входной каскад на транзисторах T_1, T_2 , активной нагрузкой которого служат транзисторы T_3, T_4 . Отличие состоит в том, что основной усилительный каскад здесь на транзисторах T_5, T_6 , соединенных по схеме составного транзистора (схема Дарлингтона), и на выходе включен составной эмиттерный повторитель на транзисторах T_7, T_8 , в качестве которых можно применить, например, КТ 312 и МП 40. "Раздвижка" и термостабилизация тока покоя выходного каскада осуществляются с помощью германиевых диодов D_1, D_2 . Достоинством усилителя является то, что он совершенно не критичен к типу и параметрам применяемых в нем транзисторов.

Следует также сказать о том, что обе схемы имеют неплохие шумовые характеристики. Применяя на входе транзисторы КТ 342 Б, можно получить приведенный ко входу шум в полосе 20 Гц – 20 кГц порядка 0,4 мкВ (с закороченным входом). Вместе с тем в полосе 0,01–1 Гц шум не превышает 10 мкВ.

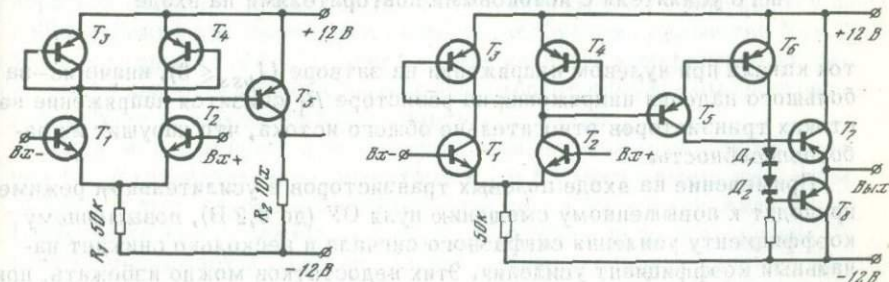


Рис. 2. Принципиальная электрическая схема простого ОУ

Рис. 3. Принципиальная электрическая схема простого ОУ с эмиттерным повторителем на входе

Данный усилитель благодаря тому, что на его входе установлена дифференциальная пара полевых транзисторов (рис.4), обладает чрезвычайно высоким выходным сопротивлением ($\beta > 100,0$). В качестве T_1, T_2 можно использовать КП 103. Следует только иметь в виду, что полевые транзисторы не должны иметь слишком большой начальный

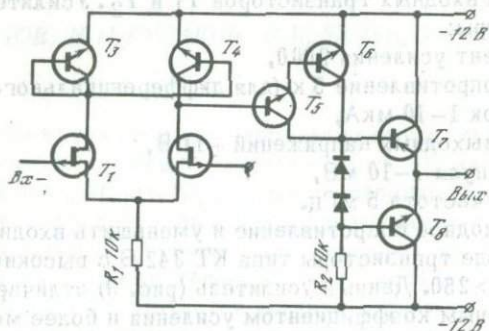


Рис. 4. Принципиальная электрическая схема ОУ с полевыми транзисторами на входе

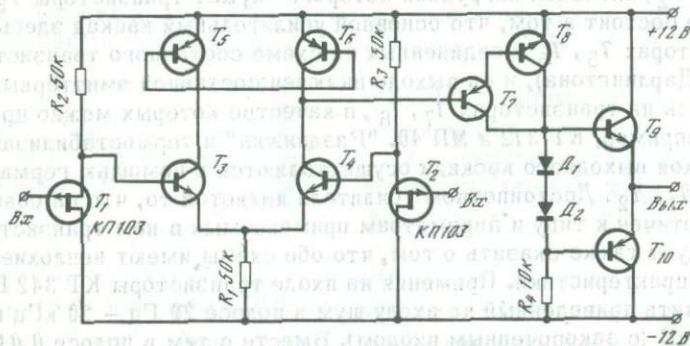


Рис. 5. Принципиальная электрическая схема операционного усилителя с истоковыми повторителями на входе

ток канала при нулевом напряжении на затворе ($I_{pss} \leq 3$), иначе из-за большого падения напряжения на резисторе R_1 снизится напряжение на стоках транзисторов относительно общего истока, что нарушит их работоспособность.

Применение на входе полевых транзисторов в усилительном режиме приводит к повышенному смещению нуля ОУ (до $0,2 В$), повышенному коэффициенту усиления синфазного сигнала и несколько снижает начальный коэффициент усиления. Этих недостатков можно избежать, применяя на входе полевые транзисторы, включенные по схеме истоковых повторителей (рис.5). Здесь отбор транзисторов по I_{dss} не требуется.

При включении описанных выше схем с глубокой обратной связью может возникнуть неустойчивость, приводящая к генерации из-за фа-

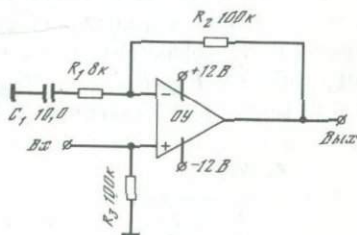
зовых сдвигов внутри петли обратной связи. Устранить генерацию можно, включив конденсатор емкостью 100–1000 пф между коллектором и базой транзисторов T_5 (см. рис. 2–4) и T_7 в схеме на рис. 5.

В схемах на операционных усилителях точность выполнения математической операции усиления (умножения на K или $-K$), фильтрации (умножения на частотную характеристику) и т.д. зависит не от параметров активных элементов в ОУ, а определяется точностью внешних элементов (резисторов, конденсаторов), что чрезвычайно удобно, так как позволяет легко выполнять узлы геофизической аппаратуры с заранее заданными параметрами. Ниже описывается несколько вариантов применения ОУ.

Малощумящий предусилитель

Данную схему можно применять при высококачественном усилении сигналов малого уровня от самых разнообразных датчиков — магнитной антенны, петли, сейсмического датчика, микрофона, магнитной головки и т.д. Коэффициент усиления схемы равен отношению $R_2/R_1 = 100$. Нижняя граница полосы пропускания определяется постоянной времени $\tau = R_1 C_1$. На нулевой частоте коэффициент усиления равен единице. При необходимости расширить полосу пропускания в сторону низких частот в качестве C_1 можно применять два соединенных последовательно одноименными полюсами электролитических конденсатора большой емкости.

Рис. 6. Принципиальная электрическая схема усилителя переменного напряжения



Усилитель имеет очень малое (десятки ом) выходное сопротивление. Входное сопротивление схемы определяется резистором R_3 и равно 100 кОм, так как неинвертирующий вход ОУ при достаточно глубокой обратной связи не шунтирует R_1 . Если в качестве ОУ применяются схемы с биполярными транзисторами на входе, необходимо равенство $R_2 = R_3$, так как входные токи ОУ могут создать неодинаковое падение напряжения на сопротивлениях утечки и это сместит нуль схемы (постоянное напряжение на выходе будет отличаться от нуля).

Если на входе применены полевые транзисторы, выполнение условия $R_2 = R_3$ необязательно, резисторы R_2 и R_3 могут иметь номиналы до 50,0, в этом случае можно увеличить также R_1 и уменьшить C_1 . В случае полевых транзисторов шум усилителя в полосе звуковых частот не превышает 3 мкВ при сопротивлениях источника сигнала до 1,0–2,0 мОм, в случае биполярных транзисторов можно получить приведенный по входу шум порядка 0,5–0,8 мкВ при сопротивлениях источника до 2–3 кОм. Динамический диапазон усилителя более 100 дБ. Схема сохраняет работоспособность при напряжении питания ± 3 В.

Усилитель с дифференциальным входом для регистрации земных токов

Усилитель, предназначенный для регистрации земных токов в диапазоне частот от тысячных долей герца до сотен герц, должен удовлетворять некоторым специфическим требованиям.

Так как регистрация малых сигналов естественного поля производится на фоне сильных помех как естественного происхождения так и искусственного, усилитель должен иметь дифференциальный вход и глубокое подавление синфазной помехи. Кроме того, во избежание паразитных нелинейных эффектов (детектирования сильных грозовых разрядов, сигналов мощных радиостанций) усилитель должен иметь большой динамический диапазон, малые нелинейные искажения и не давать четных гармоник основного сигнала при перегрузках. Необходимы также хорошие шумовые параметры на низких частотах. Всем перечисленным требованиям удовлетворяет усилитель, схема которого приведена на рис. 7. В этой схеме сигнал с каждого из электродов относительно центрального заземления усиливается отдельным усилителем постоянного тока (OY_1, OY_2) с коэффициентом усиления $K = R_9/R_7 = R_{10}/R_6 = 100$.

Затем два противофазных сигнала с выходов OY_1, OY_2 складываются с помощью схемы на операционном усилителе OY_3 , причем один сигнал инвертируется. Таким образом, осуществляется сложение противофазных полезных сигналов и вычитание синфазной помехи. Для того чтобы эта операция осуществлялась возможно точнее, необходимо строгое равенство коэффициентов усиления OY_1 и OY_2 , что достигается точным подбором R_6, R_7, R_9, R_{10} . Поскольку входные усилители включены с большим коэффициентом усиления ($K = 100$), становится существ-

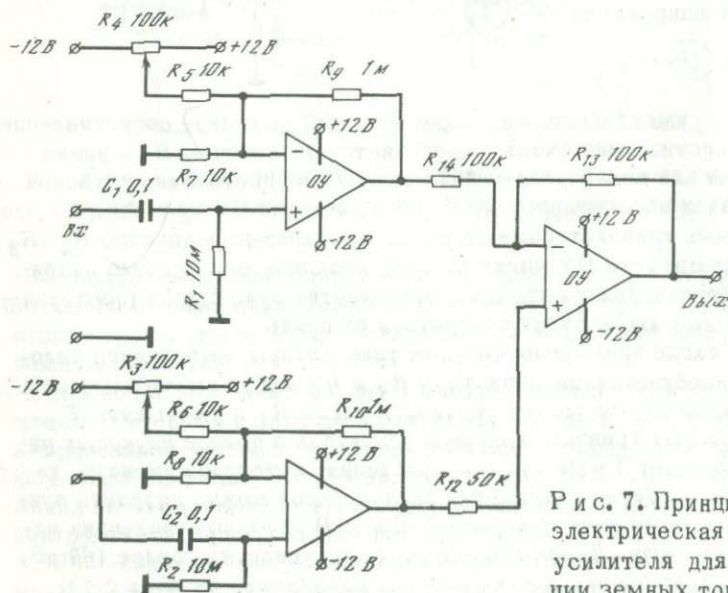


Рис. 7. Принципиальная электрическая схема пред-усилителя для регистрации земных токов

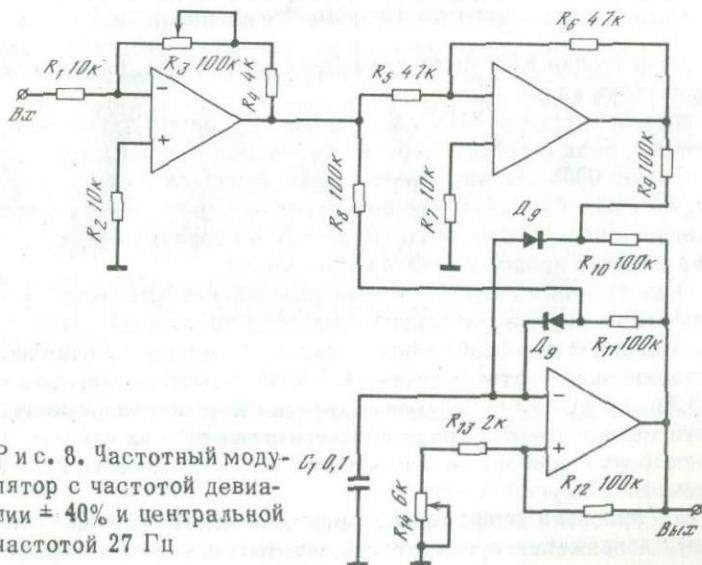
венным смещение их нуля. Для балансировки схемы по постоянному току служат потенциометры R_3 , R_4 , при этом должно контролироваться напряжение на выходах OY_1 и OY_2 .

Входное сопротивление составляет 10,0 на каждом из входов относительно земли. Нижняя граница полосы пропускания определяется постоянной времени $\tau = R_1 C_1 = R_2 C_2$. В качестве OY_1 , OY_2 следует применять усилители с полевыми транзисторами на входе, например схему на рис.5. Шум усилителя в полосе 0,01–1 Гц не превышает 20 мкВ.

Частотный модулятор

Для записи низкочастотных колебаний на магнитофон авторами был разработан частотный модулятор (рис. 8). Он состоит из трех основных блоков, собранных на ОУ. Первый блок, собранный на OY_1 , представляет собой усилитель с регулируемым коэффициентом усиления. При помощи сопротивления R_3 коэффициент усиления можно менять от 1 до 10. Сигнал с усилителя поступает на OY_2 , выполняющий роль инвертора с $K=1$. Генератор, управляемый напряжением с OY_1 и OY_2 , собран на OY_3 . Несущую частоту генератора можно менять как при помощи емкости C_1 , так и при помощи прецизионного потенциометра R_{14} . При параметрах, указанных на схеме, генератор имеет центральную частоту 27 Гц. При частоте девиации $\pm 40\%$ генератор имеет линейность 1%. Стабильность центральной частоты частотного модулятора при закороченном входе усилителя OY_1 составляет $5 \cdot 10^{-4}$ и сильно зависит от стабильности емкости C_1 и сопротивления R_{14} . Для стабилизации коэффициента усиления и частоты схему необходимо записывать стабилизированным напряжением.

Все схемы, приведенные выше, были испытаны в полевых условиях и показали хорошие результаты.



Р и с. 8. Частотный модулятор с частотой девиации $\pm 40\%$ и центральной частотой 27 Гц

МЕТОДИКА РЕГИСТРАЦИИ И ОБРАБОТКИ КПК МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Н. Н. РУСАКОВ, С. М. КРЫЛОВ, Б. Н. КАЗАК, Е. А. ГЕРАСИМОВИЧ

До последнего времени регистрация короткопериодических колебаний (КПК) магнитного поля на земной поверхности производилась аппаратурой, способной работать только в лабораторных условиях. Запись КПК осуществлялась на фото- или бумажные ленты, что значительно осложняло дальнейшую обработку. Временная привязка КПК велась с точностью не лучше 0,5 с. Обработка данных наблюдений КПК производилась либо вручную, либо путем оцифровки видимых лент и обработки на ЭВМ.

Вместе с тем для исследования процессов, происходящих в магнитосфере в различных точках Земли, для их диагностики, определения скорости распространения пульсаций различного типа, определения их тонкой структуры необходимы организация подвижных точек с прецизионной аппаратурой, пригодной работать в любых условиях, а также использование новых методов регистрации и обработки экспериментальных данных. В данной статье описывается аппаратура для регистрации и обработки КПК магнитного поля Земли, предназначенная для решения указанных выше задач.

Аппаратура для регистрации КПК магнитного поля Земли

Для регистрации КПК была применена аппаратура, блок-схема которой приведена на рис. 1.

Для приема сигналов КПК магнитного поля Земли применяется индукционный датчик с сердечником из пермаллоя с большим количеством витков ($n = 200\ 000$). Датчик имеет линейную зависимость между чувствительностью и частотой, что позволяет скорректировать амплитуды естественного поля Земли, которые растут в сторону низких частот примерно обратно пропорционально частоте [1].

ЭДС, наведенная в датчике переменным магнитным полем, усиливается с помощью параметрического усилителя постоянного тока на варикапах. Основной его особенностью являются малые собственные шумы на сверхнизких частотах (менее 0,5 мкВ двойной амплитуды в полосе частот 0,01–1 Гц), что позволяет получить высокие реальные чувствительности магнитометра. Так, в полосе одна октава на частоте 1 Гц собственный шум прибора не превышает 1 *мв*, а на частоте 0,1 Гц шум не превышает 10 *мв*.

Для стабилизации коэффициента передачи магнитометра от поля к выходному напряжению применяется частотно-зависимая отрицатель-

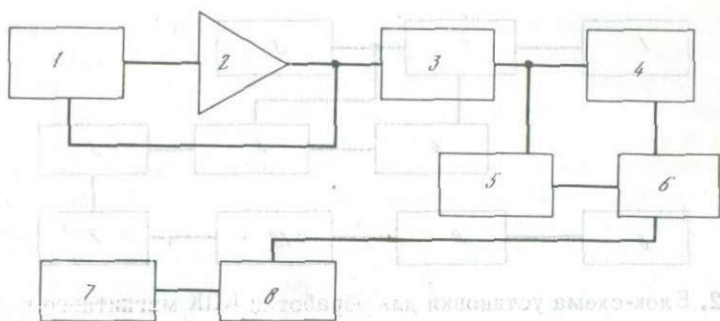


Рис. 1. Блок-схема аппаратуры для регистрации КПК магнитного поля Земли

1 — индукционный датчик; 2 — параметрический усилитель; 3 — набор фильтров; 4 — аналоговый магнитофон Geotech; 5 — самописец; 6 — кварцевые часы; 7 — радиопремник "Волна"; 8 — осциллограф

ная обратная связь. Набор фильтров магнитометра позволяет получить полосу регистрации от 0,0015 до 2 Гц с завалом частотной характеристики за пределами полосы пропускания 18 дБ на октаву. С выхода индукционного магнитометра сигнал в форме вариаций электрического напряжения поступает на самописец и магнитофон. Применяемый самописец Н-320 позволяет вести запись трех компонент (H_x , H_y , H_z) вариаций электромагнитного поля Земли. Магнитная частотно-модулированная аналоговая запись ведется на семидорожечный магнитофон Geotech, позволяющий регистрировать диапазон частот от 0 до 5 Гц. Магнитофон рассчитан на непрерывную запись в течение 30 сут со скоростью протяжки магнитной ленты 0,76 мм/с и динамическим диапазоном 40 дБ.

Для временной привязки КПК используются кварцевые часы, сигнал от которых подается на самописец и магнитофон. На магнитофон записывается 10-герцевый сигнал, который каждый час модулируется по амплитуде в течение 15 с и в начале каждых суток — в течение 30 с. На самописец подаются секундные импульсы, которые модулируются в начале каждой минуты в течение 5 с, в начале каждого часа — в течение 15 с и в начале каждых суток — в течение 30 с. Часы имеют схему коррекции, которая позволяет подстраивать их по станциям точного времени. Время отставания или опережения часов определяется по разности начала запуска развертки от проверяемых часов и сигналом точного времени на осциллографе от приемника. Точность привязки часов составляет 2 мс.

Установка для воспроизведения и предварительной обработки полученных результатов

Система воспроизведения и предварительной обработки записей вариаций электромагнитного поля Земли представлена на рис. 2.

Первичные экспериментальные данные предварительно отбираются по лентам самописца и воспроизводятся на высокоскоростном магнито-

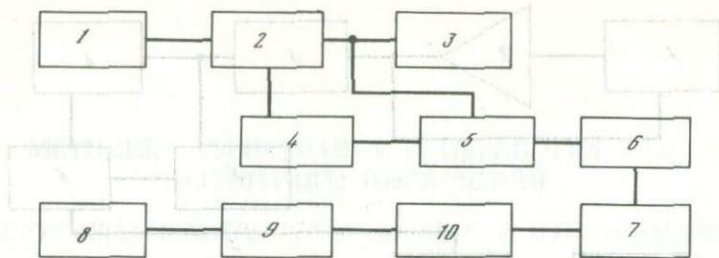


Рис. 2. Блок-схема установки для обработки КПК магнитного поля Земли

1 — магнитофон ускоренного воспроизведения; 2 — магнитофон (Н-036); 3 — сонограф; 4 — буферное устройство; 5 — АЦП; 6 — блок разметки зон; 7 — цифровой магнитофон (ЛМП); 8 — аналоговый магнитофон; 9 — ЦАП; 10 — осциллограф

фоне. Применение спектрально-временного преобразования позволяет применить аппаратуру для обработки, предназначенную для звуковых частот, а также значительно снижает время обработки исходных данных. Использование магнитографа Н-036 дает возможность применить нужный коэффициент трансформации спектра при обработке.

Наиболее распространенным видом обработки КПК магнитного поля Земли является спектральный анализ. Для определения характера зависимости частоты от времени, полосы частот, занимаемой спектром, начала и конца явления в данной установке применяется спектральный анализатор для звуковых частот (Sonograph).

Наиболее интересные данные подвергаются подробному анализу на ЭВМ БЭСМ-4 по программам СВАН и СПЕКТР. Оцифровка этих данных производится следующим образом. Сигнал с магнитографа Н-036 поступает на аналого-цифровой преобразователь (АЦП) Ф-707. При этом максимальной амплитуде в 10 В соответствует число 1023, представленное 10 разрядами двоичного числа. Максимальная скорость оцифровки 100 опросов в секунду. Оцифровку экспериментальных данных можно производить с помощью как внутреннего, так и внешнего генератора тактовых импульсов.

При подаче очередного тактового импульса АЦП производит оцифровку мгновенного значения напряжения на входе и выдает значение этого напряжения 10-разрядным двоичным кодом. Выходы АЦП (10 разрядов и синхроимпульс) подаются на блок разметки зон. В этом блоке имеется пересчетная схема, которая подсчитывает количество кодов, записанных на магнитофон, и каждые 999 кодов отделяет служебным импульсом. В момент прохождения импульса конца зоны логическое устройство в этом блоке обеспечивает запись номера следующей зоны в двоичном коде на магнитофон.

Цифровой магнитофон типа ЛМР обеспечивает запись информации на 35-миллиметровую магнитную ленту в формате, пригодном для ввода в ЭВМ [2] и для воспроизведения с целью контроля. Контроль

качества записи производится с помощью цифроаналогового преобразователя (ЦАП) и осциллографа. Правильность размещения номеров зон обычно удобно проверить по световой индикации. Для привязки обрабатываемых данных ко времени оцифровка производится по временным 10-герцевым импульсам — пилот-сигналу, записанному на временной дорожке аналоговой ленты. Пилот-сигнал от магнитофона Н-036 поступает на буферное устройство, которое состоит из формирователя тактовых импульсов и схемы пересчета. Формирователь тактовых импульсов запускается часовой меткой. При необходимости тактовые импульсы могут подвергаться пересчету, обеспечивая больший или меньший шаг оцифровки по времени.

Обработка экспериментальных данных на ЭВМ БЭСМ-4

Ввод предварительно оцифрованной информации с магнитной ленты производится с помощью магнитофона МР-1, подсоединенного к машине через буферное устройство [2].

Программа вводов оцифрованных записей в ЭВМ БЭСМ-4 осуществляет поиск заданной зоны на цифровом магнитофоне МР-1, ввод чисел из нее в оперативную память машины, преобразование их в нормализованную форму, запись на машинный магнитофон НМЛ и вывод на графопостроитель. Длина программы 1000 кодов. Для работы программы требуется следующая входная информация: M — номер первой вводимой с МР-1 зоны ($M \leq 511$); m — число подряд вводимых зон ($m \leq 511$); n — количество повторений вводов одной зоны, нулевой уровень АЦП, номер НМЛ, номер первой зоны записи на нем.

Рассмотрим кратко работу программы.

После ввода информации производится проверка ее допустимости, что позволяет в самом начале выявить ошибки в подготовке информации или плохую работу читающего устройства. Включается МР-1, ищется нужная зона в прямом направлении. При совпадении текущего номера зоны с искомым M происходит запись следующих за номером зоны кодов в МОЗУ-1 до появления номера зоны $M+1$ или до заполнения МОЗУ-1 (4095 кодов). Затем магнитофон останавливается и производится обратная перемотка на несколько зон. Числа преобразуются из формата МР-1 — целые положительные от 0 до 1023 — в машинную нормализованную форму. Код числа в формате МР-1 имеет признак "1". Если "1" есть, число считается качественным и после преобразования оно содержит "0" в 45-м разряде. Если признака числа нет, то число считается сбойным и ему присваивается "1" в 45-м разряде. Эта метка будет появляться во всех результатах операций, в которых это число участвует.

Далее формируется код ABC , A указывает, первая или последняя зона введена ($A = 0$ и 5) и сколько зон введено сразу ($A = 1, 2, 3, 4$). В нормальном случае $A = 1$; $A = 2, 3, 4$, когда в записи пропадает несколько номеров зон. B равно количеству введенных чисел. При отсутствии или слабых синхрои́мпульсах код не вводится, поэтому может вестись меньше чисел, чем записано в зону.

Если повторять ввод этой зоны не нужно ($n = 1$), то она записывается на магнитный барабан МБ-1 и вводится следующая зона. После заполнения МБ-1 или записи последней зоны происходит поочередное считывание зон.

Ранее занятое номером зоны $M+1$ последнее число находится экстраполяцией по четырем точкам для последней зоны и интерполяцией по четырем точкам для внутренних зон.

Зоны переписываются на НМЛ и выводятся на графо-строитель. Если $n \leq 16$, то каждая зона вводится по n раз и записывается на МБ-2. "Лучший" ввод определяется вручную или автоматически.

В первом случае печатается n кодов ABC и оператор на КЗУ машины набирает номер "лучшего" по ABC ввода. Во втором случае производится упорядочение кодов ABC по возрастанию B , по убыванию C и по возрастанию A .

"Лучшим" считается код ABC (и соответствующий ему ввод), оказавшийся первым после упорядочения. С МБ-2 считывается зона, соответствующая выбранному коду, и записывается на МБ-1. Далее все идет как и при $n = 1$. Использование повторного ввода позволяет переписать в ЭВМ ленты в случае некоторого переноса или сдвига головки чтения и записи.

Полученные графики позволяют проверить качество оцифровки и произвести окончательный отбор участков для обработки на машине.

Часто интересующий участок записи оказывается на стыке зон или занимает несколько зон. В этом случае перед использованием вычислительных программ следует воспользоваться небольшой программой "сшивания" нескольких зон в одну, длиной не более 4095 чисел, выделения из них участка любой длины и записи его на другую магнитную ленту или на перфокарты, если требуется считать на другой ЭВМ.

Основным видом предварительной обработки КПК является СВАН — спектрально-временной анализ. Программа СВАН осуществляет многоканальную фильтрацию в частотной области и дает представление сигнала в системе координат: амплитуда, частота, время. Фильтром служит кривая Гаусса, задаваемая выражением

$$\exp \left[-a \left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0} \right)^2 \right],$$

из которого видно, что он является фильтром равной добротности. Представление сигнала в таком виде оказывается весьма удобным для определения групповых скоростей затухания и дисперсии сигнала, зарегистрированного в нескольких точках.

Программа СПЕКТР позволяет определить полные спектры пакетов волн. Длительность вводимой информации для колебания типа PcI может достигать 100 с при шаге квантования 0,1 с.

Погрешности, возникающие при регистрации и анализе КПК магнитного поля Земли

При обработке экспериментальных данных, записанных на магнитной ленте, возникают различные искажения, которые необходимо учитывать. Так, уже после усиления сигнала его спектр будет зависеть от амплитудно-частотной характеристики усилителя

$$G^*(t) = K(\omega) G\left(\frac{t_1 V_B}{V_3}\right),$$

где $K(\omega)$ — коэффициент усиления, зависящий от частоты ω , V_B и V_3 — соответственно скорости воспроизведения и записи исследуемых данных.

Для учета частотной характеристики системы на индукционный датчик магнитометра подавался импульс длительностью 0,1 с, и при обработке экспериментальных данных на ЭВМ учитывался отклик всей системы на этот импульс. Таким образом вносится поправка на частотную характеристику всей аппаратуры. Для определения скоростей распространения и затухания КПК магнитного поля Земли обычно сравнивают моменты прихода и амплитуду одного и того же явления с различных территориально разнесенных станций. При этом необходимо учитывать временные и частотные сдвиги при воспроизведении. Как показали результаты работы [4], прямая магнитная запись и трансформация частоты исходных колебаний в 2, 4, 8 и 16 раз приводят к погрешности в определении спектра $S = \Delta E / |E(f)| = 15 \div 20\%$. Применяемая нами запись 10-герцевого сигнала, по которому производится оцифровка, позволяет точно учитывать коэффициент трансформации исследуемого сигнала и уменьшает влияние детонации магнитофонов записи и воспроизведения. Применение частотной модуляции позволяет снизить влияние паразитной амплитудной модуляции в 5–6 раз по сравнению с прямой записью. Использование частотной модуляции и оцифровка данных по меткам времени (пилот-сигнал) позволяют снизить ошибку в определении спектра при трансформации частот до 2–3%.

Пилот-сигнал необходимо записывать также и из других соображений. Так, при изменении температуры, влажности и натяжения ленты происходит изменение ее длины. Сигнал, записанный в течение времени $t = L/V$, где L — длина ленты, V — средняя скорость воспроизведения, будет воспроизведен в течение времени $t' = L/V + \Delta L/V$, где ΔL — удлинение ленты. Даже изменение длины ленты на 0,01% при времени записи 30 дней приведет к временному сдвигу порядка 5 мин.

В данной аппаратуре при записи и воспроизведении применялись два блока магнитных головок, разнесенных согласно стандарту IRIY на 3,81 см. Если это расстояние при записи не соответствует расстоянию при воспроизведении, то появляется временная ошибка между сигналами двух каналов, расположенных в разных блоках. Колебания натяжения ленты при записи и воспроизведении также вызовут соответствующие временные ошибки. Изменение размера ленты на 1% будет соответствовать сдвигу на 2,5 периода при максимальной частоте записи (5 Гц) на магнитофоне Geotech. На частоте 0,01 Гц это соответствует сдвигу на

0,005 периода. В наших экспериментах на один блок головок записывался пилот-сигнал и высокочастотные компоненты спектра, а на другой блок — низкочастотные компоненты. Благодаря принятым мерам удается избежать основных ошибок при регистрации и обработке КПК магнитного поля Земли.

В заключение авторы выражают большую благодарность П.В.Кевлишвили и И.П.Башилову за существенную помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Владимиров Н.П., Крылов С.М.* — "Изв. АН СССР. Сер. геофиз.", 1964, с.871.
2. *Кевлишвили П.В., Башилов И.П., Станиславский А.И.* и др. — В кн. Вопросы технической эксплуатации вычислительных машин, вып. 2. М., ВЦ АН СССР, 1969, с. 89.
3. *Ландер А.В., Левшин А.А., Писаренко В.Ф., Погрибинский Г.А.* — "Вычислительная сейсмология", 1973, № 6.
4. *Альперт Я.Л., Башилов И.П., Михайлова Г.А.* и др. — "Космические исследования", 1975, 13, вып. 4, с. 544.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ НАБЛЮДЕНИЙ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ НА ДРЕЙФУЮЩЕЙ СТАНЦИИ СП-22

К. Ю. ЗЫБИН, С. М. КРЫЛОВ, Н. Н. РУСАКОВ, Б. В. ДОВНЯ

Весной 1975 г. ИФЗ АН СССР были проведены наблюдения геомагнитных пульсаций на принадлежащей Научно-исследовательскому Арктическому и Антарктическому институту ГУГМС дрейфующей станции "Северный полюс-22" в Северном Ледовитом океане. Во время наблюдений станция СП-22 дрейфовала в полярной шапке в районе 83° — 84° с.ш., 188° — 189° в.д. (геомагнитная широта 79° — 80°) при глубинах моря, превышающих 2 км. Постановка таких наблюдений интересна с двух точек зрения.

Во-первых, полярная шапка представляет собой один из особых геофизических регионов, куда приходят либо разомкнутые, либо замыкающиеся через плазменный слой силовые линии из хвоста магнитосферы. Исследование особенностей поведения геомагнитных пульсаций в полярной шапке дает возможность диагностировать процессы в хвосте и плазменном слое магнитосферы, несомненно отличающиеся от плазменных процессов в области замкнутых силовых линий магнитного поля.

Во-вторых, над глубоким морем пульсации наименее подвержены влиянию геоэлектрического строения подстилающей среды, так как последняя представляется в этом случае в виде простого однородного хорошо проводящего полупространства. При удельном сопротивлении морской воды в 0,25 Ом-м толщина скин-слоя для пульсаций с периодами короче 200 с не превышает 1,5 км. В этом случае наблюдаемые амплитудные и фазовые соотношения компонент пульсаций во всем исследованном диапазоне периодов наиболее близко отражают свойства первичного падающего поля, знание которых необходимо как для разработки теории пульсаций, так и для развития магнито-теллурических методов изучения земной коры.

Кроме того, особенности ледяного поля станции СП-22 позволили проводить высокочувствительные наблюдения пульсаций при помощи индукционных магнитометров, обеспечивающих необходимую для регистрации пульсаций в широком диапазоне периодов чувствительность, но подверженных влиянию помех даже от незначительных перемещений в постоянном магнитном поле. Станция СП-22 располагалась на ледяном острове размером 5х2 км, толщиной более 25 м, который гораздо в

меньшей степени обладал помехоопасными движениями и наклонами с периодами исследуемых пульсаций, чем ледовые поля, на которых располагались ранее существовавшие советские дрейфующие станции. Сейсмонаклономерные наблюдения, проведенные одновременно с наблюдениями пульсаций, позволили установить наличие незначительной (по суммарной продолжительности) сеймонаклонной помехи. Пульсации, зарегистрированные в такие интервалы времени, были исключены из обработки.

Наблюдения пульсаций проводились с помощью индукционной аппаратуры, обеспечивающей регистрацию пульсаций в диапазоне периодов от долей до сотен секунд [1]. Регистрировались три взаимно перпендикулярных компоненты пульсаций — H_x , H_y и Z . Датчики, представляющие собой индукционные катушки с пермаллоевыми сердечниками, размещались на удалении от регистрационного помещения, достаточном для избежания магнитных помех, создаваемых работой установок (дизель-электростанция, передающая радиостанция) или перемещениями магнитных масс (тракторы, самолеты) на площадке станции.

Датчик Z -компоненты пульсаций помещался в вертикальной скважине глубиной 2,5 м, пробуренной во льду. Вертикальность датчика достигалась путем подвеса его в скважине за верхний конец сердечника, затем его положение фиксировалось на распорках. Во избежание внутренних шумов, связанных с магнитоstrictionными эффектами в сердечнике, последний был прикреплен к корпусу индукционной катушки только в одном месте и не касался ни дна скважины, ни ее верхнего перекрытия.

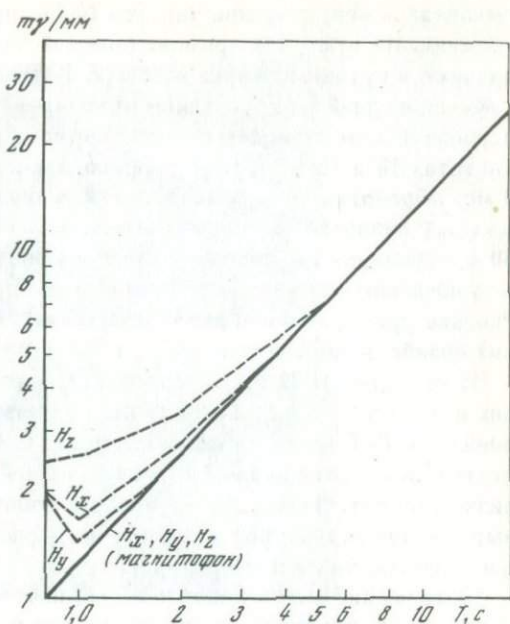
Датчики горизонтальных компонент укладывались в канавы, вырубленные во льду, и засыпались снегом во избежание вибраций от ветра. Сердечники датчиков также не касались стенок дна канав. Горизонтальная установка датчиков и их ориентация вдоль магнитного меридиана H_x и магнитной параллели H_y проводились с точностью $\pm 0,5^\circ$ при помощи теодолита и входящей в его комплект буссоли.

Ориентация датчиков по магнитным координатам произведена 1 апреля 1975 г. На этот день азимут мира магнитного теодолита станции СП-22 составлял $104^\circ 00' W$. Запись геомагнитных пульсаций проводилась в течение месяца с 4 апреля по 3 мая 1975 г. В течение срока наблюдений ледяной остров станции СП-22 разворачивало очень медленно. Азимут мира за этот срок изменился всего на $2,5^\circ$. Дрейф ледяного поля также был незначительным. В течение срока наблюдений станция дрейфовала в районе $\pm 0^\circ 15'$ по широте и $\pm 1^\circ 30'$ по долготе.

Регистрация пульсаций производилась на магнитофон фирмы Geotech Teledyne со скоростью протяжки 0,76 мм/с. Технические характеристики магнитофона позволяют регистрировать с помощью частотной модуляции (центральная частота 27 Гц, модуляция $\pm 40\%$) колебательные процессы частотой от 0 до 5 Гц с динамическим диапазоном 40 дБ. Геомагнитные пульсации с периодом от 1 до 200 с обладают более широким динамическим диапазоном. Это обусловлено в первую очередь

Рис. 1. Частотные характеристики каналов аппаратуры

Заглубление 0 дБ; штриховая линия — видимая запись



возрастанием амплитуд колебаний в среднем в 2 раза с увеличением в 2 раза периодов колебаний, т.е. 6 дБ на октаву [2, 3]. Для обеспечения записи всего диапазона периодов пульсаций на один канал регистратора, без разделения на поддиапазоны 1–10, 10–100 с и т.д., как приходится делать на станциях регистрации пульсаций с перьевой или осциллографической техникой, на станции СП-22 при регистрации использовалась частотно-зависимая амплитудная характеристика регистрирующей аппаратуры, обеспечивающая ослабление усиления в 6 дБ при увеличении периодов колебаний на одну октаву. Практически это означает, что на записи регистрировалась первая производная от изменений магнитного поля, что соответствует неинтегрированным изменениям ЭДС на выходе датчика при изменениях магнитного поля. Поправки на такую характеристику при обработке данных регистрации являются весьма несложными.

Частотные характеристики всех трех каналов (H_x , H_y и Z) идентичны и различаются только по уровню при проведении записи (рис. 1). Запись на магнитофоне контролировалась параллельной записью всех трех компонент пульсаций на перьевой самописец Н-320/3. Наличие постоянной видимой записи позволяло в случае необходимости менять уровень записи при изменении активности пульсаций. Частотные характеристики видимой записи отличаются от характеристик магнитофонной только в области коротких периодов, где сказывается влияние собственной частоты пишущего устройства.

Привязка записей ко времени производилась с помощью кварцевых часов оригинальной конструкции. На служебную дорожку магнитофона

выдавалась кварцованная частота 10 Гц, часовые и суточные марки времени. На отметчик времени видимой записи подавались минутные, часовые и суточные марки времени. Кварцевые часы ежедневно (за исключением дней с отсутствием прохождения радиоволн) проверялись по периодическим сигналам точного времени радиостанций, работающих на частотах 10 и 15 мГц. Поправка вводилась, если она составляла более 3 мс. Обработка данных наблюдений проводилась с помощью сонографа, который позволяет анализировать колебания с периодами не длиннее 20–30 с, поскольку расширение диапазона анализируемых частот вниз резко уменьшает временное разрешение сонограммы. Ниже приводятся несколько примеров сонограмм, полученных в результате предварительной обработки наблюдений.

На станции СП-22 было зарегистрировано несколько серий классических пульсаций типа *Pc1*. На рис. 2, а показан пример хорошо структурированных *Pc1* длительностью около 1,5 ч; Основная часть серии возбуждается на частоте около 1 Гц, изменяющейся к концу серии в сторону низких частот. На рис. 2, б приведена сонограмма серии *Pc1* с менее выраженной структурой и характерным расширением спектра как в сторону низких, так и высоких частот.

Соотношение интенсивностей *Pc1*, наблюдающихся в различных составляющих, показано на рис. 3. Анализ по двум каналам проведен при одном и том же режиме работы сонографа. По H_y -составляющей (рис. 3, а) отчетливо прослеживается серия *Pc1* на частоте около 1 Гц и длительностью порядка получаса. На записи вертикальной компоненты (рис. 3, б) эта серия отсутствует. Запись вертикальной компоненты проводилась при максимальной цене деления, а горизонтальной — с закруглением 12 дБ. Отсюда ясно, что амплитуды пульсаций в вертикальной компоненте по крайней мере на два порядка меньше, чем в горизонтальной. Такое же соотношение амплитуд имеют и колебания типа серпантинной эмиссии, которые видны на сонограмме H_y -составляющей в диапазоне частот 1,5–2,3 Гц и отсутствуют на сонограмме вертикальной составляющей.

Примеры колебаний, показанных на рис. 4 и 5, следует формально также отнести к типу *Pc1*. Однако в отличие от классических *Pc1* они обладают весьма нерегулярной структурой с необычно большим периодом повторения. Так, на рис. 4 в интервале 03–04 ч мирового времени на частоте 0,3–0,4 Гц период повторения составляет около 8 мин. В серии *Pc1*, показанной на рис. 5, практически отсутствует характерная тонкая структура (см. рис. 2). По-видимому, такие особенности в динамических спектрах колебаний типа *Pc1* характерны для области полярной шапки.

Пример длительных непрерывных колебаний в диапазоне пульсаций типа *Pc2–3* приведен на рис. 6. Колебания продолжались в течение нескольких часов до 21 ч 30 мин мирового времени в полосе частот 0,03–0,07 Гц с отдельными выбросами в сторону высоких частот, наблюдаемыми примерно с интервалом в 1 ч. В 21 ч 30 мин произошло внезап-

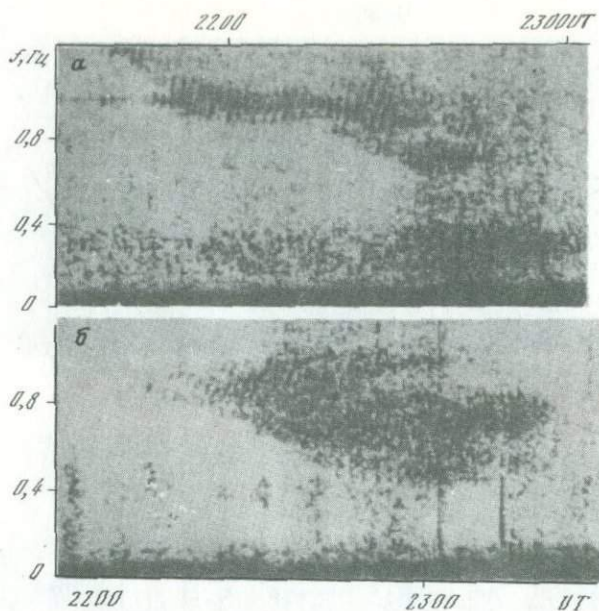


Рис. 2. Динамические спектры пульсаций типа $Pc1$ (H_y -составляющая поля)
 а - 4. IV 1975 г.; б - 6. VI 1975 г.

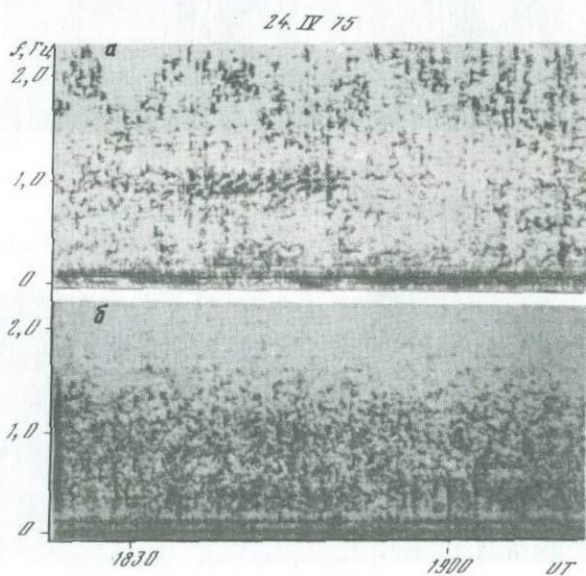


Рис. 3. Сопоставление спектров $Pc1$ по H_y - (а) и H_z -составляющим (б)

8. IV 75

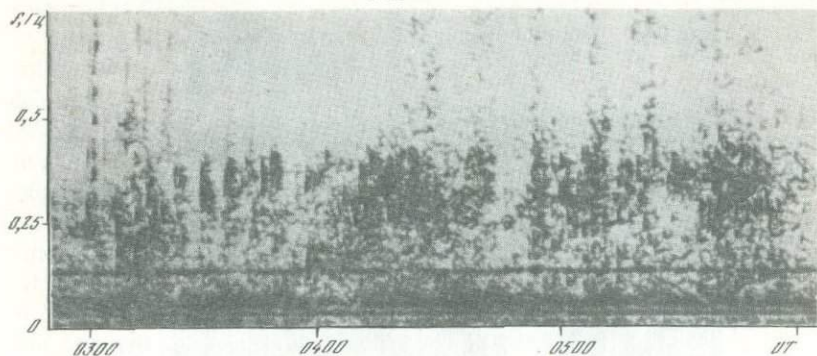


Рис. 4. Серия $Pc1$ с аномально большим периодом повторения (H_y - составляющая)

18. IV 75

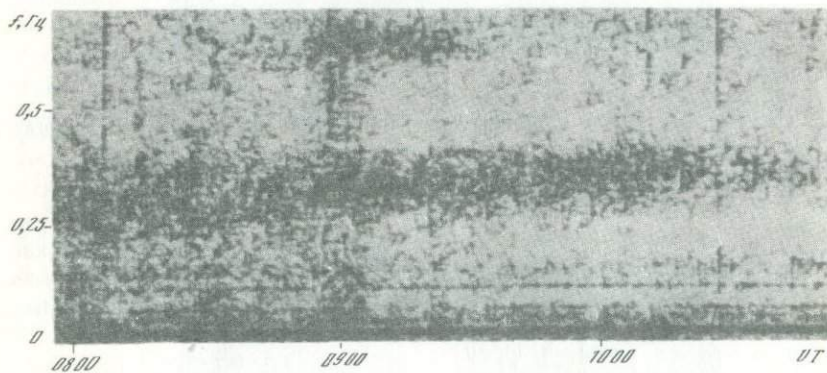


Рис. 5. Неструктурированная серия $Pc1$ (H_y -составляющая)

24. IV 75

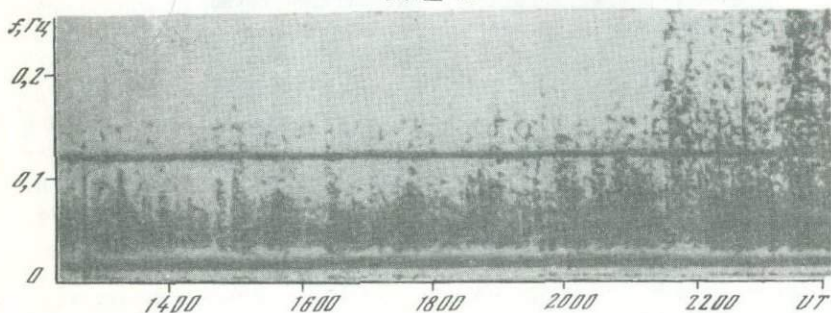
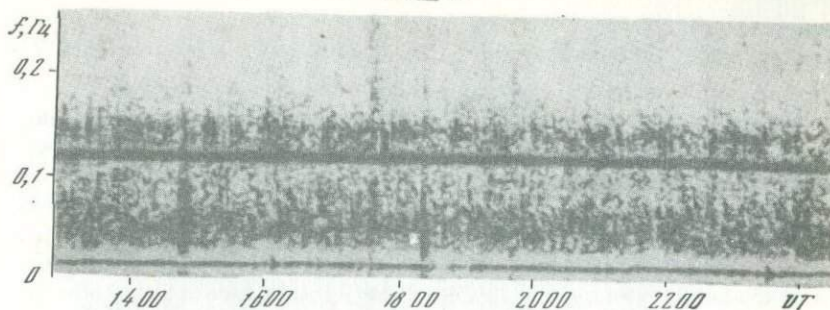
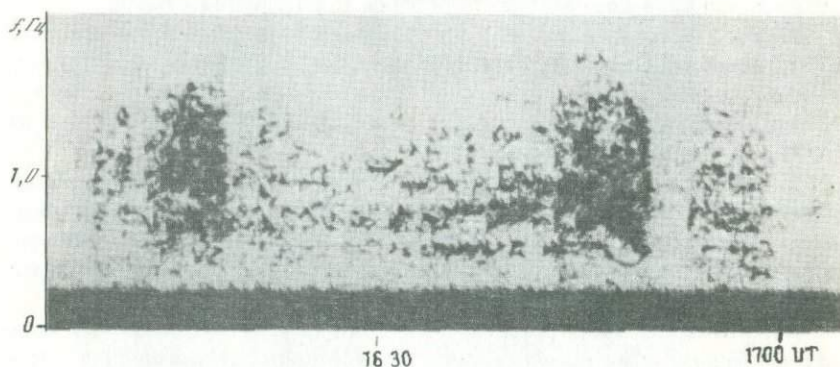


Рис. 6. Динамический спектр пульсаций в диапазоне $Pc2-3$ (H_y -составляющая)

24. IV 75

Рис. 7. Динамический спектр H_z -составляющей поля

29. IV 75

Рис. 8. Всплески широкополосного излучения типа $Pi1$ (H_y -составляющая)

ное возбуждение шумового излучения, обладающего широким спектром, простирающимся до частот более 0,25 Гц. Можно отметить также усиление интенсивности в частотной полосе, наблюдавшейся до момента возбуждения широкополосного излучения.

Следует отметить, что магнитная возмущенность за рассмотренный интервал времени была умеренной ($K_p = 3$). Возбуждению широкополосного излучения предшествовало небольшое возрастание Q -индекса с 2 до 4, произошедшее в 21 ч 00 мин.

Сонограмма для H_x -составляющей практически не отличается от приведенной на рис. 6. Что же касается сонограммы для Z -составляющей, то на ней видны существенные отличия (рис.7). Во-первых, колебания в полосе 0,03–0,07 Гц менее интенсивны. Так как чувствительность записи по Z -составляющей примерно на порядок выше, чем по горизонтальным составляющим, ясно, что амплитуды колебаний в Z -компоненте значительно меньше, чем в H_y -компоненте. Во-вторых, шумовой

всплеск, наблюдавшийся по компоненте H_y в 21 ч 30 мин, вообще не заметен на сонограмме Z -компоненты, однако здесь отчетливо наблюдаются колебания на частоте $\sim 0,13$ Гц, которые на сонограмме для H_y -составляющей просматриваются только в виде слабых следов.

На рис. 8 видны три всплеска с интервалами 28 и 8 мин. Третий всплеск менее интенсивен, чем первые два. Все эти всплески могут быть отнесены к колебаниям типа PiI . Диапазон наблюдавшихся частот простирается до 2 Гц. Характерной особенностью этих всплесков является резкое ограничение частот снизу — на уровне 0,5 Гц. В интервале между первым и вторым всплесками можно отметить несколько полос непрерывного излучения. Спад амплитуд между этими полосами прослеживается, хотя и менее отчетливо, в спектрах всплесков.

Сопоставление интенсивности колебаний PiI по компонентам показано на рис. 9. Как и в случае PcI , отмечается практически полное отсутствие сигналов в вертикальной составляющей.

На рис. 10 показан пример сонограммы наблюдавшихся на станции СП-22 колебаний типа серпантинной эмиссии. В интервале одного часа частота колебаний изменяется от 4 до 2 Гц с квазипериодами от 5 до 10 мин. Колебания обладают относительно узкой частотной полосой ($\Delta f/f \approx 0,04$) и непрерывным характером.

Несмотря на все достоинства сонографической техники, позволяющей количественно оценить частотно-временное поведение пульсаций и даже выделить такие частотные составляющие, которые не просматриваются на записях амплитуда — время, сонограммы дают только качественную оценку энергии пульсаций.

При наблюдениях на станции СП-22 уже в процессе настройки аппаратуры было отмечено, что амплитуды пульсаций в Z -компоненте значительно меньше амплитуд пульсаций в горизонтальных компонентах. Этот факт подчеркивался и выше, при описаниях примеров сонограмм зарегистрированных явлений. Регистрация Z -компоненты постоянно велась при максимальной чувствительности, однако не всегда наблюдались колебания, превышающие порог чувствительности. Горизонтальные компоненты регистрировались при заглублениях от 6 до 18 дБ, причем даже в спокойные (с точки зрения появления пульсаций) интервалы времени на записи постоянно наблюдались следы пульсаций.

С целью получения количественного представления об амплитудных характеристиках пульсаций обработаны перьевые записи. Как уже отмечалось, перьевые записи велись с целью контроля на небольших развертках, поэтому на них различимы колебания с периодами от нескольких секунд и длиннее.

Для обработки H_x , H_y и Z -компонент с перьевых записей выбирались колебания, превышающие в Z -компоненте порог чувствительности аппаратуры, т.е. имеющие амплитуды более 1 мм на записи, проводившейся постоянно с заглублением 0 дБ (см. рис. 1). Оценивались период и двойная амплитуда колебаний на всех трёх компонентах вне зависимости от типа колебаний, но с привязкой ко времени их появления.

Для интервалов периодов < 10, 10–20, 20–30, 30–50, 50–70, 70–100, 100–200 и 200–300 с с учетом амплитудных частотных характеристик

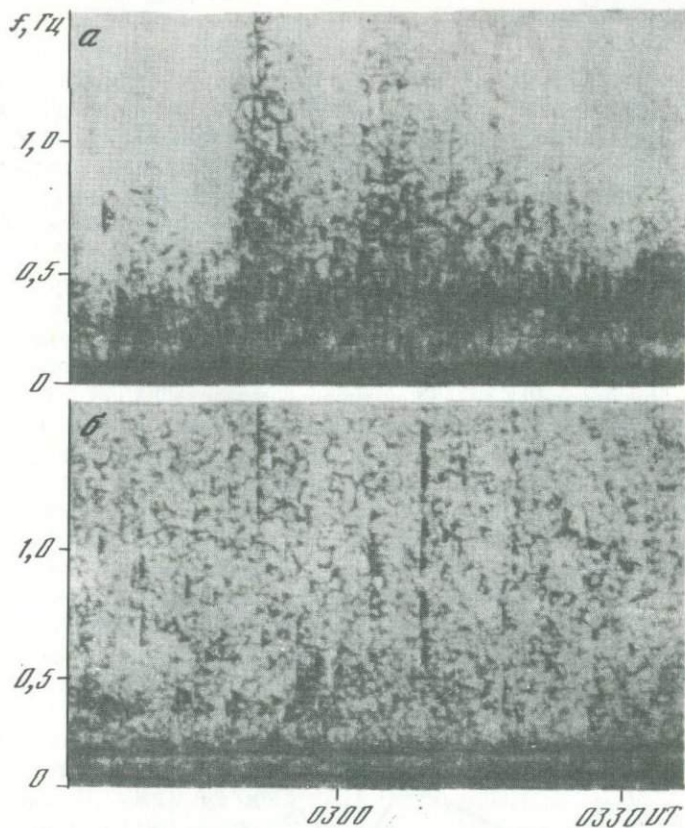


Рис. 9. Сопоставление спектров $Pi1$ по H_γ - (а) и H_2 -составляющим (б)

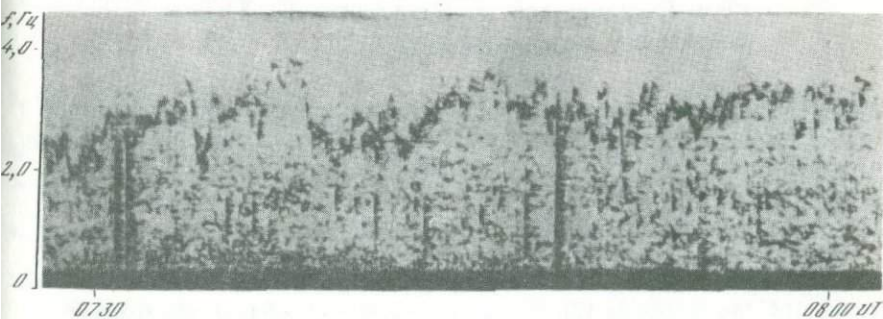


Рис. 10. Динамический спектр непрерывного излучения с глубокой модуляцией несущей частоты (H_γ - составляющая)

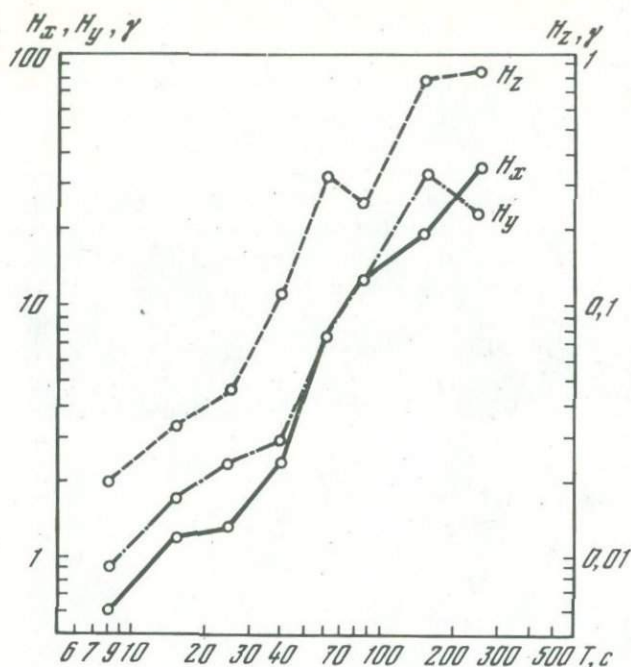


Рис. 11. Зависимости амплитуд от периодов колебаний

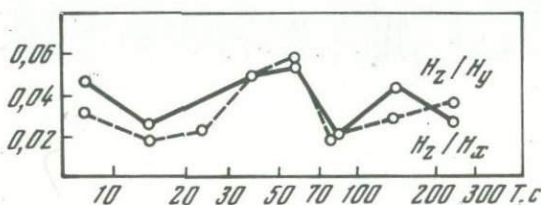


Рис. 12. Отношение амплитуд вертикальной к горизонтальным компонентам

вычислены средние амплитуды колебаний по компонентам H_x , H_y и Z (рис. 11). Средние амплитуды колебаний возрастают с ростом периодов по одинаковому для всех трех компонент закону. С точностью определения средних значений амплитуды пульсаций изменяются на 6 дБ при изменении периодов на октаву.

Зависимость средней амплитуды от периода для вертикальной компоненты отличается от зависимостей для горизонтальных компонент только по уровню (рис. 12). На всех периодах колебаний эти отношения не превышают 5,5%, составляя в среднем 3%.

При наблюдениях на суше в условиях с геоэлектрическими неоднородностями подстилающей среды обычно наблюдаются более значительные амплитуды пульсаций в Z -компоненте и зависимость их от периода

отличается от аналогичных зависимостей в H_x и H_y -компонентах также и наклоном [4].

Практическое отсутствие вариаций в Z -компоненте на акватории Северного Ледовитого океана при больших глубинах моря отмечалось ранее [5], хотя и для более длинных периодов колебаний. Весьма малые амплитуды пульсаций в Z -компоненте, также составляющие единицы процентов от амплитуд пульсаций в горизонтальных составляющих, наблюдаются и в обсерватории Борок [6], расположенной в условиях горизонтально-слоистой проводящей подстилающей среды. По данным МТЗ и ВЗЗ [6, 7], удельные сопротивления верхней осадочной пачки, оказывающей влияние на пульсации, не превышают в районе Борка 10 Ом·м, причем в осадочных породах не отмечается горизонтальной геоэлектрической неоднородности.

Принимая во внимание незначительную (менее сотен метров) толщину скин-слоя в Северном Ледовитом океане для колебаний с периодами короче 10 с, исследованных с помощью сонографической техники, можно с уверенностью утверждать, что и в короткопериодном диапазоне амплитуды пульсаций внеатмосферного происхождения имеют по компонентам те же соотношения, что и установленные при обработке видеомых записей. Средние значения амплитуд могут быть для всех трех компонент оценены путем экстраполяции приведенной на рис. 11 закономерности в область коротких периодов.

Следующим этапом обработки будет исследование свойств поляризации пульсаций, наблюдавшихся на станции СП-22. В отсутствие влияния неоднородностей геоэлектрического строения подстилающей среды поведение поляризации пульсаций в горизонтальной плоскости будет отражать только свойства источника и трассы распространения пульсаций.

Авторы считают своим долгом выразить благодарность сотрудникам сектора ЭМПЗ ИФЗ АН СССР Л.А.Геллеру, О.С.Белякову и Г.И.Моисееву, принимавшим участие в наблюдениях геомагнитных пульсаций на станции СП-22, а также группе сотрудников ААНИИ ГУГМС под руководством В.Н.Смирнова, обеспечившей проведение сеймонаклономерных наблюдений во время регистрации геомагнитных пульсаций на дрейфующей станции СП-22.

ЛИТЕРАТУРА

1. Русаков Н.Н., Крылов С.М., Казак Б.Н., Герасимович Е.А. Методика регистрации и обработки КПК магнитного поля Земли. Наст. сборник, с. 70.
2. Santirocco R.A., Parker D.G. — "J. Geophys. Res.", 1963, 68, N 19, p. 5545-5558.
3. Дубровский В.Г. — В кн.: Геомагнитные исследования, № 9. М., "Наука", 1967, с. 56-62.
4. Большакова О.В., Зыбин К.Ю. — В кн.: Геомагнитные исследования, № 6. М., "Наука", 1964, с. 76-86.
5. Жигалов Л.Н. — В кн.: Геомагнитные возмущения, № 4. М., Изд-во АН СССР, 1960, с. 30-34.
6. Рокитянский И.И., Зыбин К.Ю., Рокитянская Д.А., Щепетнов Р.В. — В кн.: Электромагнитное зондирование и магнитно-теллурические методы разведки. Изд-во ЛГУ, 1963, с. 124-131.
7. Барсуков О.М., Зыбин К.Ю. — В сб.: КПК электромагнитного поля Земли, № 3. М., Изд-во АН СССР, 1961, с. 83-88.

СОПОСТАВЛЕНИЕ ВАРИАЦИЙ ГЕОМАГНИТНОГО И АТМОСФЕРНО-ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЕЙ ПО МАТЕРИАЛАМ ОБСЕРВАТОРИЙ СВИДЕР И БЕЛЬСК

Н. Н. НИКИФОРОВА, Ст. МИХНОВСКИ, Я. МАРЬЯНЮК

На VII совещании КАПГ в марте 1972 г. в Праге была предложена для совместной разработки тема "Анализ данных одновременных наземных и атмосферных наблюдений электрического поля по материалам обсерваторий Свидер и Бельск (ПНР)". Постановка этой темы обусловлена тем, что в последние годы в ряде работ указывалось на недостаточность принятой в теории МТЗ модели плоской волны и необходимость учета вертикальной компоненты электрического поля при проведении магнитотеллурических исследований [4-7].

На необходимость усложнения модели поля в теории МТЗ указывают факты горизонтального распространения геомагнитных вариаций вдоль земной поверхности [8-10], что противоречит принятому ранее в теории МТЗ представлению о плоской однородной электромагнитной волне, падающей вертикально вниз на земную поверхность [1-3]. Признание факта горизонтального распространения геомагнитных вариаций требует признания существования связи между вариациями геомагнитного поля и вертикальной компонентой электрического поля атмосферы E_z . Согласно [6-7] электромагнитное поле геомагнитных вариаций представляет собой плоскую неоднородную волну, содержащую все шесть компонент поля, для которой уравнения Максвелла распадаются на две независимые группы уравнений, соответствующие двум линейно-поляризованным неоднородным волнам:

а) магнитного типа

$$-\partial E_y / \partial z = i\omega\mu H_x,$$

$$\partial H_x / \partial z - iK_x H_z = (\sigma - i\omega\epsilon) E_y,$$

$$iK_x E_y = i\omega\mu H_z,$$

б) электрического типа

$$-\partial H_y / \partial z = (\sigma - i\omega\epsilon) E_x,$$

$$\partial E_x / \partial z - iK_x E_z = i\omega\mu H_y,$$

$$iK_x H_y = (\sigma - i\omega\epsilon) E_z,$$

с общим множителем

$$\exp(i\omega t) \exp iK_x X \quad (\partial/\partial y \equiv 0),$$

где K_x — горизонтальная компонента волнового вектора.

Для выяснения влияния вертикальной компоненты электрического поля на результаты магнитотеллурических исследований необходимо установление корреляционной зависимости между изменениями градиента потенциала атмосферного электричества и компонентами естественного электромагнитного поля в широком диапазоне периодов (от 10 с до суточных вариаций), который охватывает разные классы вариаций, отличающихся по своему генезису и морфологическим особенностям.

Известно, что электрическое поле Земли подвержено влиянию многих факторов. Однако до последнего времени его изменения изучались в основном в связи с метеорологическими процессами в тропосфере [11–14]. Прямых экспериментальных данных об изменениях электрического поля, обусловленных процессами космического происхождения, чрезвычайно мало. Можно указать на работу Л.Бауэра 1924 г. [15], отметившего для ряда станций параллельность хода градиента потенциала атмосферного электричества с числом пятен Вульфа в цикле солнечной активности. Согласно Н.А.Парамонову [16], "получается достаточно выраженная прямая связь между градиентом потенциала электрического поля в атмосфере и активностью Солнца (числами Вульфа), которая, однако, по некоторым станциям маскируется влиянием других факторов". Существование связи между градиентом потенциала атмосферного электричества и геомагнитного поля в диапазоне бухтообразных возмущений отмечено в работе Д.Олсона [17], обнаружившего наличие одновременных возмущений в компоненте E_z и компонентах геомагнитного поля во время полярного сияния на высокоширотных станциях. В диапазоне короткопериодных колебаний результатами работ Н.В.Красногорской и В.П.Ремизова [20], а также Д.Н.Четаева и его сотрудников [21] установлено существование прямой корреляционной зависимости между изменениями градиента потенциала атмосферного электричества и горизонтальных компонент геомагнитного поля.

Выбор Института геофизики Польской академии наук для проведения подобного рода исследований является неслучайным. В институте существует отдел геомагнетизма и лаборатория атмосферного электричества, имеются первоклассные обсерватории, где ведутся многолетние наблюдения геомагнитного поля и атмосферного электричества, что позволило провести сопоставление вариаций обоих полей в диапазоне длиннопериодных колебаний. Кроме того, хорошая оснащенность этих подразделений института современной аппаратурой дала возможность поставить специальный эксперимент по одновременной регистрации электромагнитного поля и атмосферного электричества в диапазоне короткопериодных колебаний.

Одновременная регистрация вариаций геомагнитного поля и атмосферного электричества на развертке 20 мм/ч ведется на старейшей обсерватории Польши Свидер. Регистрация градиента потенциала производится методом коллектора на двух независимых установках, состоящих из радиоактивного зонда, динамического электрометра с очень высоким входным сопротивлением (больше 10^{14} Ом) и регистрирующего миллиамперметра. Зонды закреплены на стержнях и приподняты над Землей на высоту 2 м. Они установлены на открытой поляне площадью

около 1 га. Установки имеют по четыре измерительных диапазона, одна из них позволяет регистрировать сигналы от $+7000$ до -7000 В/м, а другая — от $+2100$ до -2100 В/м. Постоянная времени установок составляет около 1 мин. Помимо измерения напряженности электрического поля атмосферы, на обсерватории Свидер в комплекс наблюдений атмосферного электричества также входят измерения проводимости воздуха методом Гердиена, определения числа ядер конденсации счетчиком Шольца, а также метеорологические наблюдения (измерения атмосферного давления, температуры воздуха, скорости ветра, относительной влажности, степени туманности, высоты суточных осадков и др.).

Результаты всех наблюдений за атмосферным электричеством включают в ежегодники, выпускаемые с 1957 г., в которых содержатся среднечасовые значения градиента потенциала, проводимости воздуха и важнейшие метеорологические факторы.

Запись вариаций геомагнитного поля на обсерватории Свидер производится на двух системах вариометров (Хагена и Аскания) с ценами делений 3–4 у/мм. Результаты наблюдений также издаются в виде ежегодников, содержащих среднечасовые значения трех компонент геомагнитного поля — H , D и Z .

Связь между вариациями геомагнитного поля и градиентом потенциала атмосферного электричества часто маскируется, так как на поведение градиента потенциала большое влияние оказывают метеорологические факторы. Чтобы свести к минимуму их влияние, сопоставление изменений градиента потенциала электрического поля атмосферы и геомагнитного поля должно проводиться только для дней "хорошей" погоды.

Согласно международной инструкции 1965 г. по подготовке материалов наблюдений к публикации [18] критериями "хорошей" погоды являются следующие требования: отсутствие грозы, осадков всякого рода, инея, тумана, измороси, сильной и умеренной мглы (видимость более 4 км), нижней облачности, особенно кучевой. Верхняя облачность не более 3/10 неба, ветер не более 6 м/с. Градиент потенциала положительный, не более 500 В/м. Эти требования были учтены при отборе материалов наблюдений, использованных в дальнейшем для анализа поведения градиента потенциала в длиннопериодном диапазоне, охватывающем суточные вариации и бухтообразные возмущения (с периодом от получаса до нескольких часов). Ниже приводятся результаты сопоставления вариаций градиента потенциала электрического поля атмосферы и геомагнитного поля для диапазона вариаций от суточных до короткопериодных вариаций.

Суточные вариации

По данным среднечасовых значений, приводимых в ежегодниках, для дней "хорошей" погоды были построены кривые суточного хода градиента потенциала атмосферного электричества для периода 1965–1972 гг. (период, когда начала действовать инструкция с более строгими крите-

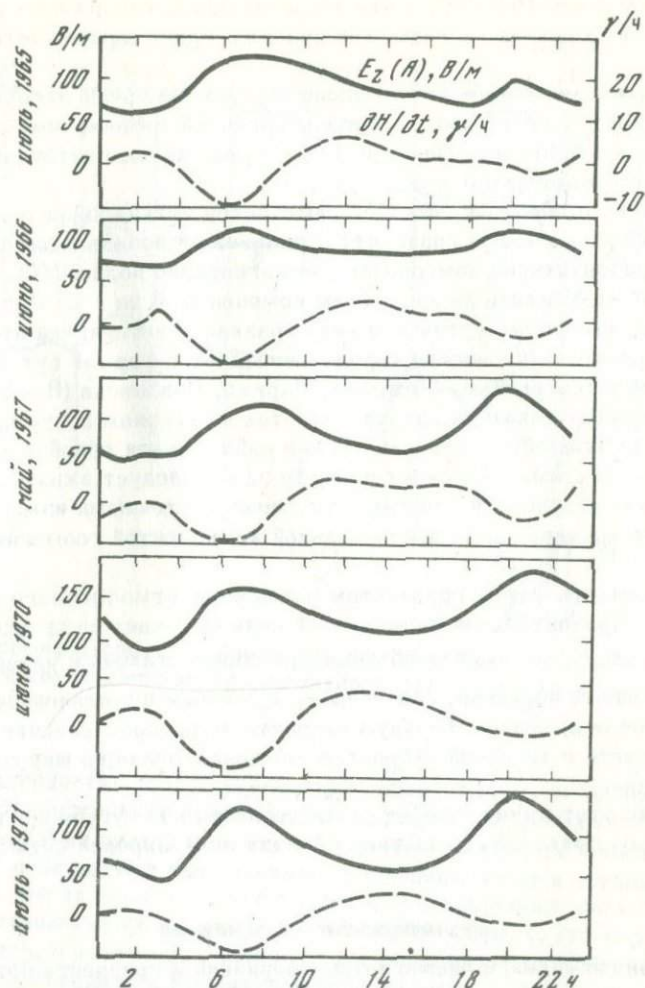


Рис. 1. Сопоставление суточного хода градиента потенциала атмосферного электричества E_z и производной по времени от горизонтальной компоненты магнитного поля dH/dt

риями по выбору дней "хорошей" погоды). Для этих же дней были построены кривые суточного хода компонент геомагнитного поля. Желательно, чтобы отобранные дни являлись также спокойными и в магнитном отношении.

Для одиночных отобранных дней установить какую-либо корреляционную связь между суточными ходами градиента потенциала и компонент геомагнитного поля оказалось довольно трудно. Поэтому была использована методика осреднения по пяти и более дням "хорошей" погоды в месяц, применяемая в геомагнетизме для выделения среднемесячного суточного хода компонент геомагнитного поля по спокойным и воз-

мушенным дням. Оказалось, что число месяцев, содержащих по пять и более дней "хорошей" погоды, как правило, не превышает четырех в году.

Для этих месяцев было проведено осреднение среднечасовых значений градиента потенциала, построены среднечасовые кривые суточного хода градиента потенциала и среднемесячные кривые суточного хода компонент геомагнитного поля.

Для всех отобранных месяцев намечается четкая корреляция (рис. 1) между суточным ходом градиента потенциала и производной по времени от горизонтальной компоненты геомагнитного поля $\partial H/\partial t$. (Производная $\partial H/\partial t$ находилась по изменению компоненты H за 1 ч.) Интересно отметить, что форма суточного хода градиента потенциала атмосферного электричества в Свидере хорошо совпадает с формой суточного хода в обсерваториях Кью, Постдама, Парижа, Павловска (Воейково) [19], расположенных также на средних широтах в северном полушарии. Поскольку на этих обсерваториях должно наблюдаться подобие суточного хода геомагнитных компонент поля, то здесь следует ожидать и подтверждения полученной зависимости между суточными изменениями градиента потенциала и горизонтальной компонентой геомагнитного поля.

Зависимость между градиентом потенциала атмосферного электричества и горизонтальной компонентой поля вытекает из уравнения $\partial E_x/\partial z - iK_x E_z = i\omega\mu H_y$ и объясняется горизонтальным распространением суточных вариаций, связанным с суточным вращением Земли вокруг своей оси, причем фазовую скорость их распространения можно отождествить с линейной скоростью вращения Земли на широте пункта наблюдения.

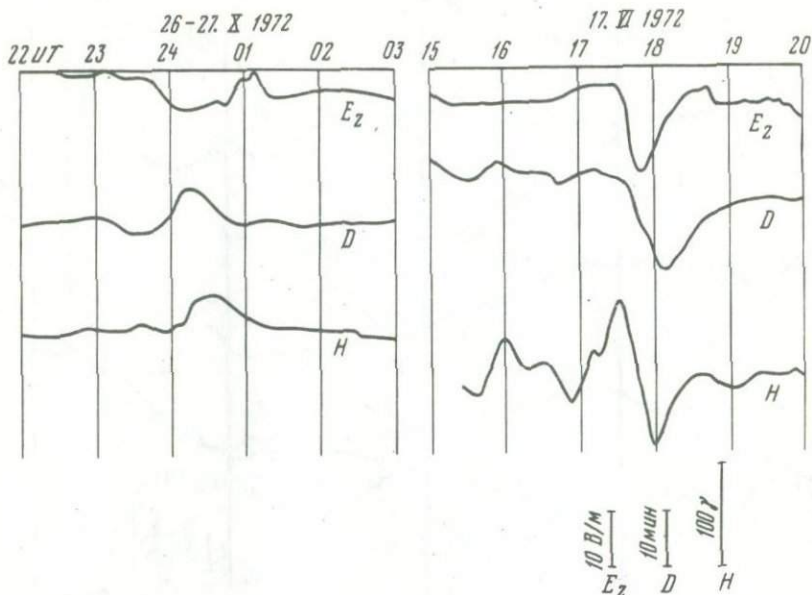
Однако этот вывод следует рассматривать как сугубо предварительный, ибо он должен быть подтвержден для всей мировой сети обсерваторий.

Бухтообразные возмущения

Для анализа связи геомагнитных вариаций и градиента потенциала атмосферного электричества в диапазоне бухтообразных возмущений проводилось непосредственное сопоставление материалов регистрации, поскольку в ежегодниках приводятся только среднечасовые значения этих величин.

Выбор пригодных для анализа дней проводился с учетом указанных выше критериев метеорологических условий для периода 1965–1972 гг.

Корреляция изменений градиента потенциала и компонент геомагнитного поля в этом диапазоне колебаний была обнаружена в незначительном числе случаев, что позволило установить только примерную пропорциональность между амплитудами изменений горизонтальных компонент геомагнитного поля и градиента потенциала атмосферного электричества. Так, при амплитудах горизонтальных компонент геомагнитного поля в 50–150 у амплитуды градиента потенциала составляют соответственно 100–300 В/м (рис. 2).



Р и с. 2. Пример корреляции градиента потенциала атмосферного электричества и компонент электромагнитного поля в диапазоне бухтообразных колебаний

Ограниченность числа случаев корреляции связана, по-видимому, с удаленностью источника бухтообразных возмущений (кольцевой ток в полярной зоне) от пункта наблюдений, так как амплитуды геомагнитных компонент поля падают при переходе от высоких широт к средним широтам более чем на порядок. Поэтому целесообразнее проводить такого рода сопоставление на высокоширотных обсерваториях. Это хорошо видно, например, в работе Д. Олсона [17], где приведен случай корреляции градиента потенциала с амплитудой порядка нескольких сотен вольт на метр для бухтообразного возмущения с амплитудой в горизонтальной компоненте геомагнитного поля в 350 γ .

Короткопериодные колебания ($T=10\div 200$ с)

Материалы обсерваторских наблюдений не позволяют исследовать зависимости между градиентом потенциала атмосферного электричества и компонентами электромагнитного поля в диапазоне короткопериодных колебаний из-за недостаточной чувствительности записи и малой скорости развертки. Поэтому на Центральной геофизической обсерватории Института геофизики ПАН Бельск был поставлен специальный эксперимент по одновременной регистрации градиента потенциала и компонент электромагнитного поля в этом диапазоне периодов.

Аппаратурой для регистрации градиента потенциала являлся динамический полемер (field mill) производства ФРГ, имеющий плоскую частот-

19. II 1974

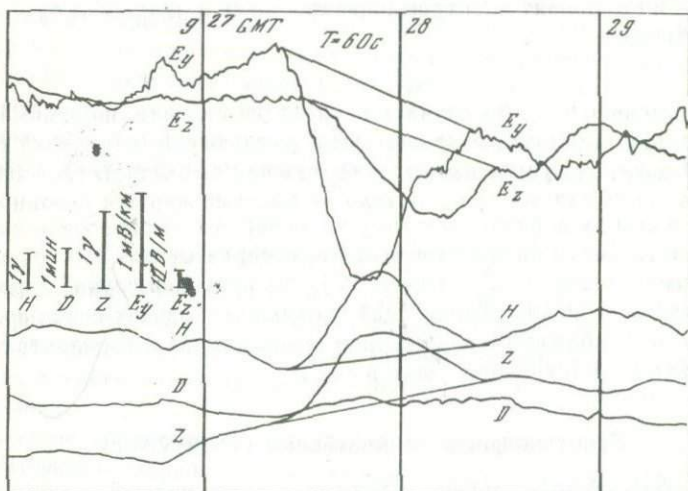
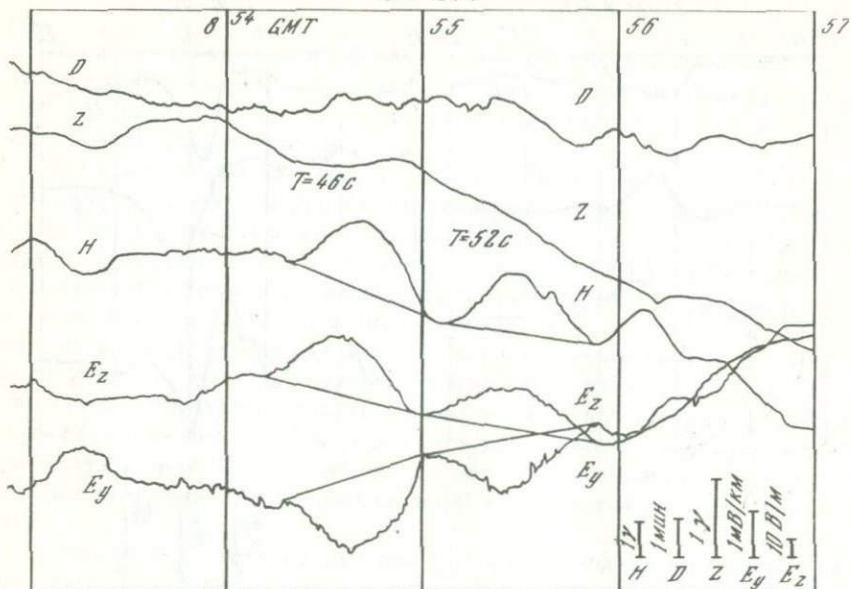


Рис. 3. Корреляция градиента потенциала атмосферного электричества и компонент электромагнитного поля в диапазоне короткопериодных колебаний

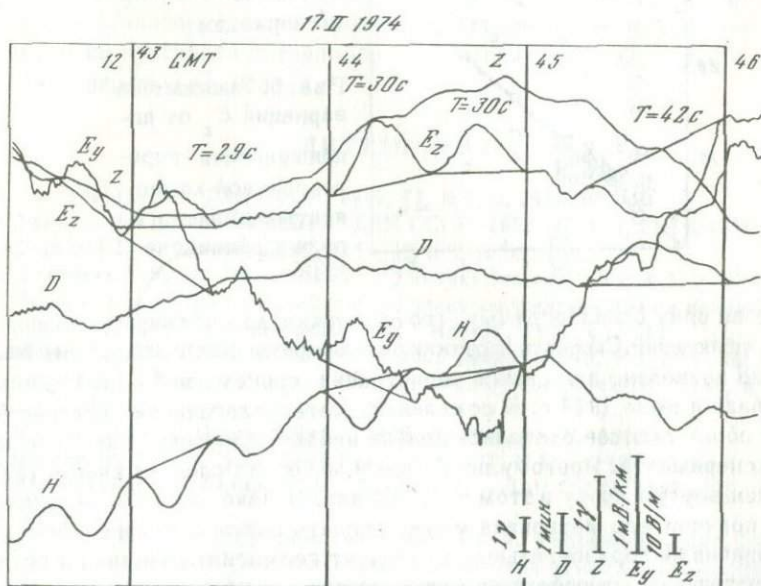
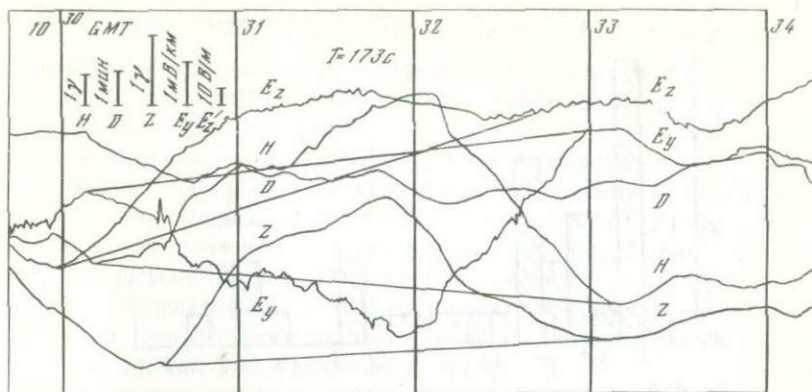


Рис. 3 (окончание)

ную характеристику в широком диапазоне периодов. Чувствительность записи была выбрана $2B/m \cdot mm$. Для регистрации компонент естественного электромагнитного поля была использована 5-канальная магнитотеллурическая станция АМТ-1, разработанная в Институте геофизики ПАН. Она имеет три канала для регистрации магнитных компонент поля и два для регистрации теллурических компонент. Частотные характеристики всех каналов плоские до $T=5$ с. Вместо одной из теллурических компонент на вход этого канала был подключен выход с прибора для регистрации градиента потенциала атмосферного электричества. Регистрация четырех компонент электромагнитного поля и градиента потенциала

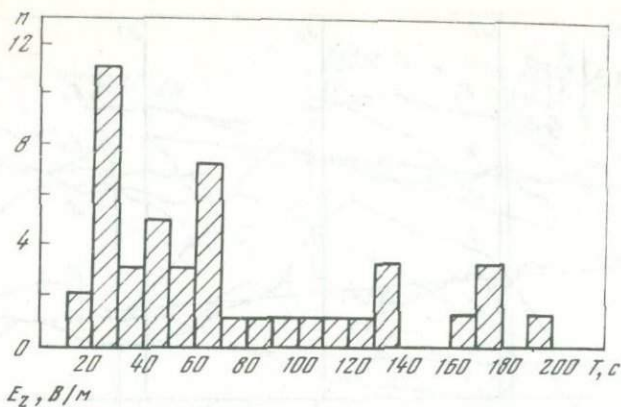


Рис. 4. Распределение вариаций E_z по периодам

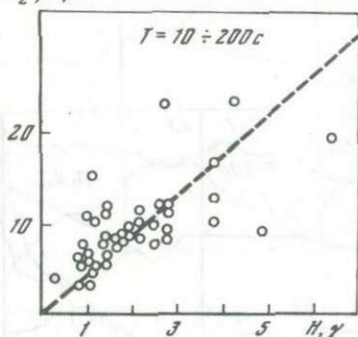


Рис. 5. Зависимость вариаций E_z от напряженности горизонтальной компоненты магнитного поля в диапазоне КПК

велась на одну осциллограмму, что обеспечивало надежную синхронизацию наблюдений. Скорость протяжки осциллограмм составляла 50 мм/мин.

Было проведено два сеанса регистрации сроком по 10 дней каждый в феврале и июле 1974 г. К сожалению, метеорологические условия во время обоих сеансов оказались крайне неблагоприятными для проведения эксперимента. Поэтому полученный материал следует рассматривать как первую пробу в этом направлении. Однако даже при ограниченности полученного материала можно сделать вывод о наличии связи между вариациями горизонтальных компонент геомагнитного поля и градиентом потенциала атмосферного электричества в этом диапазоне периодов.

Присутствие в электрическом поле атмосферы вариаций того же периода, что и в электромагнитном поле Земли, несомненная корреляционная зависимость вариаций обоих полей (рис. 3), их подобие в распределении по периодам (рис. 4), зависимость амплитуд градиента потенциала от напряженности горизонтальных компонент геомагнитного поля¹ (рис. 5) говорят об общей природе этих вариаций.

¹ Все значения градиента потенциала даны с учетом коэффициента редукции, который был определен в результате синхронной записи двух приборов — использованного в эксперименте и установленного на открытой поляне — и оказался равным 0,33. Эта поправка вносилась затем во все измеренные величины градиента потенциала.

Наблюденные величины амплитуд компоненты E_z лежат в пределах от 5 до 25 В/м, что находится в удовлетворительном согласии с теоретическими оценками [20] и результатами наблюдений на обсерватории Борок [21] и на Украине [20].

Таким образом, на основе одновременных наблюдений градиента потенциала электрического поля атмосферы и геомагнитного поля по материалам обсерваторий Свицер и Бельск Института геофизики ПАН установлено существование несомненной корреляционной зависимости между вариациями обоих полей в широком диапазоне периодов. Можно ожидать, что существование этой связи откроет новые перспективы как в области изучения структуры естественного электромагнитного поля, так и в области магнитотеллурических исследований.

Для подтверждения полученных зависимостей целесообразно продолжить начатые исследования по изучению связи между изменениями градиента потенциала и геомагнитного поля по другим обсерваториям в диапазоне длиннопериодных вариаций и эксперименты по одновременной регистрации градиента потенциала и геомагнитного поля в диапазоне короткопериодных колебаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Тихонов А.Н. — ДАН СССР, 1950, 73, № 2, с. 295—297.
2. Тихонов А.Н., Липская Н.В. — ДАН СССР, 1952, 87, № 4, с. 547—550.
3. Cagniard L. — "Geophysics", 1953, 18, N 3, p. 605—635.
4. Дмитриев В.И. — "Изв. АН СССР, Физика Земли", 1970, № 7, с. 63—69.
5. Липская Н.В. — В кн.: Естественное электромагнитное поле и исследование внутреннего строения Земли. М., "Наука", 1971, с. 7—15.
6. Четаев Д.Н. — "Изв. АН СССР. Физика Земли", 1970, № 2, с. 52—56.
7. Четаев Д.Н., Ядович В.А. — "Изв. АН СССР. Физика Земли", 1970, № 12, с. 61—68.
8. Herron T.I. — "J. Geophys. Res.", 1966, 71, N 3, p. 871—889.
9. Manchester R.N. — "J. Geophys. Res.", 1966, 71, N 15, p. 3749—3754.
10. Баранский Л.Р., Геллер Л.А., Казак Б.Н. — ДАН СССР, 1967, 177, № 1, с. 85—87.
11. Тверской П.Н. Атмосферное электричество. Л., Гидрометеиздат, 1949.
12. Красногорская Н.В. Электричество нижних слоев атмосферы и методы его измерения. Л., Гидрометеиздат, 1972.
13. Israel H. Atmosphärische Electricität. Leipzig, 1961.
14. Chalmers I.A. Atmospheric electricity. London, 1957.
15. Bauer L.A. Correlation between solar activity and atmospheric electricity. — "Terr. Magn. and Atm. Electr.", 1924, 29, N 1, p. 23—186.
16. Парамонов Н.А. — "Труды ГГО", 1969, вып. 242, с. 125—129.
17. Olson D.E. — "Pure and Appl. Geophysics", 1971, 84, N 1, p. 118—138.
18. Инструкция по подготовке материалов и публикации результатов наблюдений атмосферного электричества. Л., 1965.
19. Парамонов Н.А. — "Труды ГГО", 1956, вып. 58, с. 81—99.
20. Красногорская Н.В., Резимов В.П. — ДАН СССР, 1973, 212, № 2, с. 345—349.
21. Chetaev D.N., Fedorov E.N., Krylov S.M., Morgunov V.A., Troitskaya V.A., Zybin K. Yu. — "Planet. and Space Sci.", 1975, 23, p. 311—314.

ОБ ИЗМЕРЕНИИ ВЕРТИКАЛЬНОЙ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ СОСТАВЛЯЮЩЕЙ ПОЛЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ПУЛЬСАЦИЙ

*Б. А. БОРОВИНСКИЙ, С. М. КРЫЛОВ, С. В. АНИСИМОВ,
О. С. БЕЛЯКОВ, Ю. Б. БОРОВКОВ, В. П. ЛЕПЕНДИН*

Критический анализ наблюдений естественного электромагнитного поля [1-4] доказывает существование вертикальной электрической составляющей поля геомагнитных пульсаций E_z в воздухе. В связи с этим встает задача точного и надежного ее измерения. Известно несколько физических принципов, которые могут быть положены в основу работы измерительных приборов. Из основных методов измерений можно выделить: 1) измерение разности потенциалов между двумя точками, расположенными на различной высоте, и 2) метод электрической индукции.

Вариации E_z поля геомагнитных пульсаций имеют амплитуды порядка 10 В/м [3, 4], следовательно, чувствительность измерительного прибора должна быть не менее 1 В/м, постоянная времени входной цепи, обеспечивающая измерение колебаний в диапазоне 0-10 Гц, — не более 0,1 с.

Такие характеристики могут быть получены при использовании электростатического флюксметра (field mill), работа которого основана на измерении индуцированного заряда проводника. Заземленный экран в этих приборах попеременно экранирует либо экспонирует сигнальную пластину. Переменный сигнал с датчика усиливается и обрабатывается синхронным детектором.

Градуировка прибора выполняется в поле конденсатора, к пластинам которого приложено калибровочное напряжение. Чувствительность прибора, приведенная к выходу регистрирующего устройства (шлейфового осциллографа ОМС), достигает 0,25 В/м · мм.

Чувствительность прибора ограничивают: 1) шумы щеток, заземляющих вращающийся экран; 2) нестабильность остаточной нескомпенсированной ЭДС, обусловленной контактной разностью потенциалов. Щеточные шумы были снижены при использовании ртутных контактов. Контактная разность потенциалов между пластинами зависит от различия в структурных поверхностных слоях пластин и химической активности их поверхностей.

Уровень собственных шумов электростатического флюксметра (рис. 1) сравним с напряженностью поля 0,1-1 В/м и обуславливает чувствительность по полю порядка 1 В/м.

Полевые испытания аппаратуры доказали идентичность амплитудно-частотных и фазочастотных характеристик приборов для измерений в воздухе. На рис. 2 показаны отрезки осциллограмм синхронной записи вертикальной компоненты электрического поля Земли с

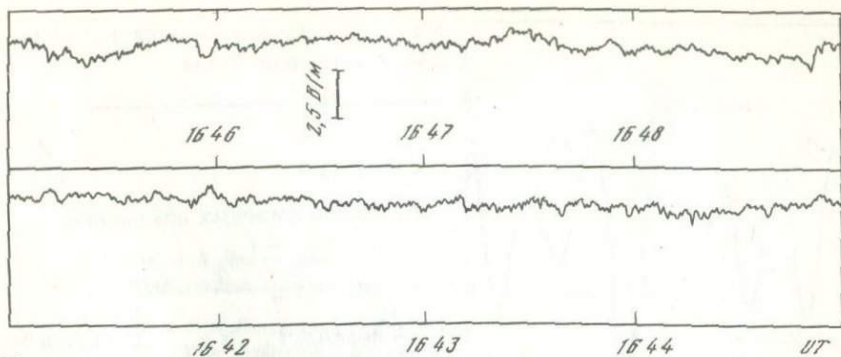


Рис. 1. Шумы электростатического флюксметра

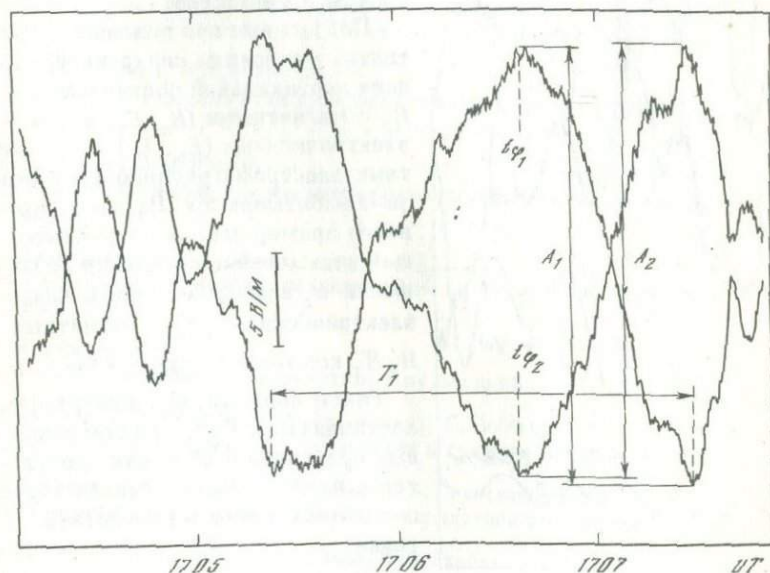


Рис. 2. Синхронная запись с двух датчиков

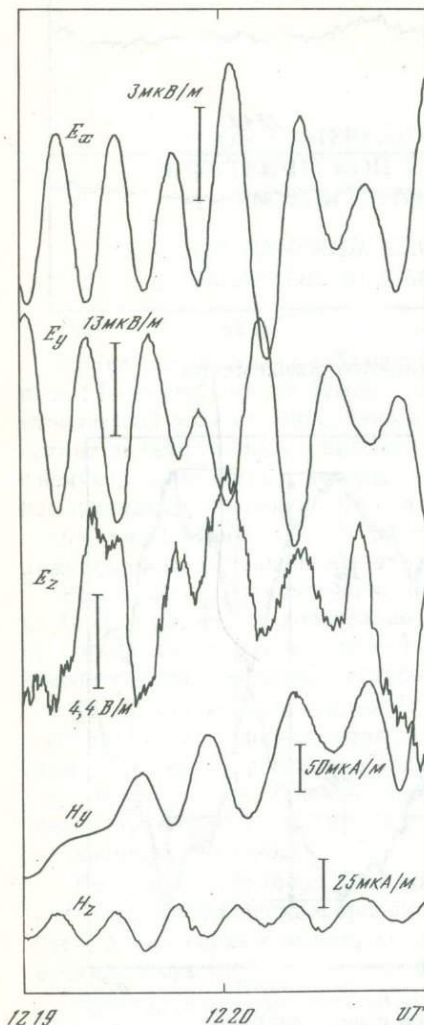
двух приборов. Идентичность характеристик каналов оценивается по величине амплитудных и фазовых искажений.

Величина амплитудных искажений каналов

$$q_A = \left| 1 - \frac{A_1 q_1}{A_2 \epsilon_2} \right|$$

(A_1 , A_2 — амплитуда соответствующих квазисинусоид, мм, q_1 , ϵ_2 — чувствительность по каналам 1, 2), усредненная по десяти выборкам, составляет 0,03.

Рис. 3. Синхронная запись с пяти компонент поля Земли



Величина фазовых искажений

$$q_{\phi} = \frac{t\phi_1 - t\phi_2}{T} \cdot 360^{\circ}$$

(T — период, $t\phi_1$, $t\phi_2$ — начальные

фазы соответствующих квазисинусоид), усредненная по десяти выборкам, равна 0,006.

Полученные при полевых испытаниях материалы синхронной записи вертикальной составляющей E_z с магнитными (H_x , H_y , H_z) и электрическими (E_x , E_y) компонентами электромагнитного поля Земли обрабатываются. На рис. 3 приведен пример записи, показывающей взаимосвязь появления возмущений E_z в воздухе с возмущениями электрических E_x , E_y и магнитных H_y , H_z компонент поля Земли.

Таким образом, при измерениях составляющей E_z поля геомагнитных пульсаций и обработке результатов необходимо учитывать вариации проводимости в конкретной точке.

ЛИТЕРАТУРА

1. Четаев Д.Н., Юдович (Моргунов) В.А. — "Изв. АН СССР. Физика Земли", 1970, № 12; 1970, № 2.
2. Тихонов А.Н., Четаев Д.Н. и др. — ДАН СССР, 1974, 217, № 5.
3. Зыбин К.Ю., Крылов С.М. — ДАН СССР, 1974, 218, № 4.
4. Чантладзе И.К. Автореф. канд. дис. М., 1975.
5. Имянитов И.М. Приборы и методы для изучения электричества атмосферы. М., "Энергия", 1958.
6. Чалмерс Дж.А. Атмосферное электричество. М., ИЛ, 1974.

СОДЕРЖАНИЕ

<i>В.А.Троицкая, А.Л.Калишер</i> Классификация динамических спектров пульсаций типа <i>PiIC</i>	3
<i>А.В.Гульельми, Н.М.Бондаренко, В.Н.Репин</i> Доплеровский метод измерения фазовой скорости геомагнитных пульсаций	10
<i>А.В.Гульельми, С.И.Климов, В.Н.Репин</i> Предварительные результаты анализа пульсаций электрического поля в ионосфере в диапазоне 0,1–1,0 Гц по данным ИСЗ "Интеркосмос-10"	
<i>А.Б.Михайловский, О.А.Похотелов</i> Раскачка альфвеновских волн быстрыми ионами в прямом магнитном поле	16
<i>В.А.Пилипенко, О.А.Похотелов.</i> Гидромагнитные колебания магнитозвукового типа в околоземной космической плазме	30
<i>Л.С.Альперович, Л.А.Абрамов</i> О некоторых внутриионосферных механизмах генерации геомагнитных вариаций	38
<i>Н.Г.Клейменова</i> Связь ОНЧ-излучений с геомагнитными пульсациями	53
<i>С.М.Крылов, Н.Н.Русаков, В.П.Лепендин, О.С.Беляков</i> О применимости операционных усилителей в геофизической аппаратуре	64
<i>Н.Н.Русаков, С.М.Крылов, Б.Н.Казак, Е.А.Герасимович</i> Методика регистрации и обработки КПК магнитного поля Земли	70
<i>К.Ю.Зыбин, С.М.Крылов, Н.Н.Русаков, Б.В.Довбня</i> Предварительные результаты наблюдений геомагнитных пульсаций на дрейфующей станции СП-22	77
<i>Н.Н.Никифорова, Ст.Михновски, Я.Марьянюк</i> Сопоставление вариаций геомагнитного и атмосферно-электрического полей по материалам обсерваторий Свицер и Бельск	88
<i>Б.А.Боровинский, С.М.Крылов, С.В.Анисимов, О.С.Беляков, Ю.Б.Боровков, В.П.Лепендин</i> Об измерении вертикальной электрической составляющей поля геомагнитных пульсаций	98

УДК 550.385.37

Классификация динамических спектров пульсаций типа *PiIC*. Троицкая В.А., Калишер А.Л. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 3-9.

Рассмотрены динамические спектры пульсаций типа *PiIC*. Исходным материалом послужили записи пульсаций на магнитную пленку на обсерваториях Борок и Согра. Проведена классификация спектров по типу вступления, характеру средней части и типу окончаний серий. Дана качественная интерпретация некоторых особенностей спектров колебаний *PiIC*.

Ил. 4. Библиогр. 10 назв.

УДК 550.385.37

Доплеровский метод измерения фазовой скорости геомагнитных пульсаций. Гульельми А.В., Бондаренко Н.М., Репин В.Н. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 10-12.

Предлагается доплеровский метод измерения фазовой скорости распространения геомагнитных пульсаций вдоль земной поверхности. Измерения производятся по разности частот колебаний, зарегистрированных на Земле и на ИСЗ с круговой орбитой. Предварительная оценка дает значение фазовой скорости порядка $3 \cdot 10^6$ см/с, что согласуется с результатами, полученными ранее другими методами.

Библиогр. 5 назв.

УДК 550.385.37

Предварительные результаты анализа пульсаций электрического поля в ионосфере в диапазоне 0,1 - 1,0 Гц по данным ИСЗ "Интеркосмос-10". Гульельми А.В., Климов С.И., Репин В.Н. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 13-15.

Приводятся результаты анализа данных наблюдений вариаций электрического поля *E* в ионосфере в диапазоне 0,1 - 1,0 Гц (ИСЗ "Интеркосмос-10"). Даны примеры осциллограмм и динамических спектров вариаций *E* в сопоставлении с наземными наблюдениями геомагнитных пульсаций.

Ил. 4. Библиогр. 1 назв.

УДК 550.385.37

Раскачка альфвеновских волн быстрыми ионами в прямом магнитном поле. Михайловский А.Б., Похотелов О.А. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 16-29.

Исследована раскачка альфвеновских волн быстрыми ионами. Показано, что основным эффектом, приводящим к их нарастанию в прямом магнитном поле, является резонансное взаимодействие с быстрыми ионами. Получено выражение для инкремента нарастания альфвеновских волн в прямом магнитном поле и исследована зависимость его от поперечной длины волны. Оказалось, что резонансное взаимодействие таких волн с быстрыми ионами наиболее эффективно, когда поперечная длина волны порядка ларморовского радиуса ионов.

Библиогр. 15 назв.

УДК 550.385.37

Гидромагнитные колебания магнитозвукового типа в околоземной космической плазме. Пилипенко В.А., Похотелов О.А. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 30—37.

Дается обзор теоретических представлений о возможности возбуждения в условиях магнитосферной плазмы как быстрых магнитозвуковых волн, так и колебаний на ветви медленного магнитного звука. Теоретические результаты привлекаются для интерпретации некоторых наблюдений низкочастотных волновых полей на спутниках.

Ил. 2. Библиогр. 13 назв.

УДК 550.385.37

О некоторых внутриионосферных механизмах генерации геомагнитных вариаций. Альперович Л.С., Абрамов Л.А. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 38—52.

Рассмотрена роль ионосферы в генерации геомагнитных вариаций. Показано, что конвективная неустойчивость приводит к возникновению колебаний с $T = 3 \div 5$ мин. Ионизационно-диффузионная неустойчивость может быть ответственна за возникновение колебаний типа "авроральной ажитации". Найдено, что переходные электродинамические процессы в ионосфере могут объяснить форму бухтообразных возмущений. Кратко рассмотрена роль ряда внутриионосферных механизмов.

Ил. 3. Библиогр. 30 назв.

УДК 550.385.37

Связь ОНЧ-излучений с геомагнитными пульсациями. Клейменова Н.Г. В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 53—63.

В результате анализа экспериментальных данных обнаружено наличие тесной связи между ОНЧ-излучениями типа хоров и шипений и геомагнитными пульсациями разных типов. Это проявляется как в модуляции интенсивности ОНЧ-шипений геомагнитными пульсациями (наиболее эффективны в этом отношении пульсации длинных периодов), так и в одновременном или последовательном возбуждении ОНЧ-излучений и пульсаций, при этом закономерности возбуждения определяются типом пульсаций.

Ил. 7. Библиогр. 12 назв.

УДК 550.385.37

О применимости операционных усилителей в геофизической аппаратуре. Крылов С.М., Русаков Н.Н., Лепендин В.П., Беляков О.С. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 64—69.

Описываются схемы и принципы действия разработанных авторами транзисторных операционных усилителей. Даются примеры их использования в различных узлах приемно-усилительной геофизической аппаратуры.

Ил. 8.

УДК 550.385.37

Методика регистрации и обработки КПК магнитного поля Земли. Русаков Н.Н., Крылов С.М., Казак Б.Н., Герасимович Е.А. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с.70—76.

В работе описывается аппаратура для приема, регистрации, преобразования и обработки короткопериодных колебаний магнитного поля Земли в диапазоне частот 0,0015—2 Гц. В зависимости от требований к точности используются как аналоговые, так и цифровые (с помощью ЭВМ) способы обработки материалов, что позволяет значительно повысить качество и объем результатов.

Ил. 2. Библиогр. 4 назв.

УДК 550.385.37

Предварительные результаты наблюдений геомагнитных пульсаций на дрейфующей станции СП-22. Зыбин К.Ю., Крылов С.М., Русаков Н.Н., Довбня Б.В. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 77—87.

Описаны методика регистрации и предварительные результаты обработки геомагнитных пульсаций с периодами от долей до сотен секунд, наблюдавшихся в полярной шапке на дрейфующей станции СП-22. Приведены сонограммы типичных явлений, отличающиеся от таковых в более низких широтах. Показано, что над однородной толщей океана амплитуды вертикальных компоненты составляют несколько процентов от амплитуд горизонтальных компонент пульсаций во всем исследованном диапазоне периодов.

Ил. 12. Библиогр. 7 назв.

УДК 550.385.37

Сопоставление вариаций геомагнитного и атмосферно-электрического полей по материалам обсерваторий Свидер и Бельск. Никифорова Н.Н., Михновски Ст., Марьянюк Я. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 88—97.

Проведено сопоставление результатов одновременной регистрации вариаций геомагнитного и атмосферно-электрического полей в диапазоне периодов от 10 с до 24 ч и установлено наличие связи между вариациями обоих полей.

Ил. 5. Библиогр. 21 назв.

УДК 550.385.37

Об измерении вертикальной электрической составляющей поля геомагнитных пульсаций. Боровинский Б.А., Крылов С.М., Анисимов С.В., Беляков О.С., Боровков Ю.В., Лелендин В.П. — В кн.: Естественное электромагнитное поле Земли. М., "Наука", 1977, с. 98—100.

Рассмотрены основные методы измерений электрической составляющей поля геомагнитных пульсаций. Показано, что эти измерения наиболее целесообразно проводить методом электрической индукции. Приведены основные технические характеристики приборов для измерения электрических составляющих поля, а также некоторые результаты экспериментальных исследований.

Ил. 3. Библиогр. 6 назв.

70 коп.

2269



ИЗДАТЕЛЬСТВО «НАУКА»