

ОБОЗРЫ АКТУАЛЬНЫХ ПРОБЛЕМ

Ультранизкочастотные электромагнитные волны в коре и в магнитосфере Земли

А.В. Гульельми

Обзор посвящен естественным электромагнитным волнам в диапазоне периодов 0,2–600 с. Рассмотрены волны, возбуждаемые внутри- и внеземными источниками. Проанализированы механизмы преобразования энергии движения горных пород в энергию переменного магнитного поля. Описаны методы регистрации сейсмомагнитных сигналов на фоне сильных помех. При изложении задач физики ультранизкочастотных волн в магнитосфере основное внимание уделено вопросу о пондеромоторных силах, влияющих на распределение плазмы, и вопросу об 11-летней модуляции активности волн в диапазоне одного герца.

PACS numbers: 91.25.Qi, 94.30.–d, 94.30.Tz

DOI: 10.3367/UFNr.0177.200712a.1257

Содержание

1. Введение (1257).
 2. Сейсмомагнитные волны (1258).
 - 2.1. Механизмы генерации.
 - 2.2. Сравнительный анализ механизмов.
 - 2.3. Сейсмомагнитные волны в дальней зоне.
 - 2.4. Магнитная структура фронта сейсмической волны.
 - 2.5. Магнитный сигнал из очага землетрясения.
 - 2.6. Методы обнаружения сейсмомагнитных сигналов.
 3. Волны в магнитосфере (1265).
 - 3.1. Экваториальное уплотнение плазмы ионно-циклотронными волнами.
 - 3.2. Ускорение полярного ветра волнами Альвена.
 - 3.3. Ангармонизм колебаний Альвена.
 - 3.4. Ионно-циклотронный резонатор.
 - 3.5. 11-летняя вариация активности волн Pc1.
 4. Обсуждение (1272).
 - 4.1. УНЧ-волны и землетрясения.
 - 4.2. УНЧ-волны внемагнитосферного происхождения.
 - 4.3. УНЧ-волны и человек.
 5. Заключение (1275).
- Список литературы (1275).

1. Введение

Ультранизкочастотными (УНЧ) называют электромагнитные волны в диапазоне периодов 0,2–600 с. Наблюдается большое разнообразие УНЧ-волн. Одни проникают в магнитосферу Земли из межпланетной среды, другие самовозбуждаются в магнитосфере в результате взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем [1]. Известны УНЧ электромагнитные колебания, сопровождающие распространение морских [2] и сейсмических

волн [3]. Наконец, следует отметить, что в УНЧ-диапазоне возбуждаются электромагнитные сигналы, связанные с человеческой деятельностью — индустриальной активностью и целенаправленными экспериментами (см., например, [4]).

Данный обзор посвящен УНЧ-волнам естественного происхождения. Эти волны интересны во многих отношениях. С практической точки зрения они интересны тем, что могут быть использованы для разведки углеводородных месторождений [5] и для диагностики околоземной среды [6]. Геофизиков они привлекают сложной структурой и динамикой, многообразием корреляционных связей, а также и красотой форм, о чем свидетельствует, например, поэтическое название *pearl waves* (иногда *pearl necklace*, или просто *pearls*) для обозначения колебаний геомагнитного поля в диапазоне 1 Гц [7, 8]. УНЧ-волны интересуют биологов и медиков как один из космических факторов, предположительно влияющих на жизнедеятельность организмов [9, 10]. Но для физика УНЧ-волны интересны, помимо всего прочего, загадочностью происхождения. Наблюдение УНЧ-волн служит источником разнообразных и трудных задач. При этом неопределенность начальных и граничных условий, неточность сведений о механизмах генерации и об условиях распространения диктуют необходимость представлять не одну модель возникновения и эволюции волн, а несколько, а также по возможности самым тщательным образом сопоставлять выводы теории с результатами наблюдений.

Ранее в обзорах [8, 11–14] и монографиях [1, 4, 6] внимание уделялось почти исключительно волнам космического происхождения. Поэтому здесь вначале более подробно, чем это обычно делается, рассмотрены УНЧ-волны, источники которых располагаются в земной коре и включаются при землетрясениях. Такие волны называют сейсмомагнитными. В разделе 2 изложены актуальные задачи физики сейсмомагнитных волн. В разделе 3 рассмотрены отдельные вопросы физики магнитосфер-

А.В. Гульельми. Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, 123995 Москва, ул. Б. Грузинская 10, Российская Федерация
Тел. (495) 582-99-71
E-mail: guglielmi@mail.ru

Статья поступила 21 мая 2007 г.

ных волн. Они касаются 11-летней солнечной-циклической вариации частоты появления волн, экваториального уплотнения плазмы, ускорения полярного ветра и ангармоничности стоячих волн Альвена. При обсуждении спорных вопросов и нерешенных проблем в разделе 4 рассмотрено происхождение слабой, но статистически достоверной семидневной модуляции активности УНЧ-волн. Предполагается, что наличие такой модуляции свидетельствует о заметном антропогенном воздействии на околоземную среду. В разделе 5 кратко охарактеризовано общее состояние исследований в данной области.

2. Сейсмомагнитные волны

Сильный импульс магнитного поля в УНЧ-диапазоне возбуждается при образовании магистрального разрыва в очаге землетрясения. Импульс покидает область генерации и распространяется вдоль земной поверхности, опережая фронт упругой волны. При благоприятных условиях он наблюдается в эпицентральной зоне, не будучи искаженным сейсмографической помехой [15–23]. Анализ таких сигналов может дать полезную информацию о физических процессах в очаге землетрясения. Вдали от эпицентра сейсмические волны возбуждают довольно слабые электромагнитные колебания, но они заслуживают самого пристального внимания [24–30]. В частности, представляет несомненный интерес перспектива использовать сейсмомагнитные сигналы для изучения электродинамических свойств горных пород в естественном залегании [29, 30]. Рассмотрим механизмы преобразования энергии движения горных пород в энергию электромагнитного поля, структуру сейсмомагнитного поля и методы регистрации сейсмомагнитных сигналов на фоне помех.

2.1. Механизмы генерации

При ускорении горных пород возникают силы инерции, приводящие в действие так называемый *инерционный* механизм генерации переменного магнитного поля \mathbf{V} . Уравнение генерации имеет вид

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = -\alpha \nabla \times \mathbf{A} + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{V}, \quad (1)$$

где $\mathbf{A} = \partial \mathbf{V} / \partial t$ — ускорение горных пород, \mathbf{V} — скорость, α — коэффициент механомагнитной трансформации, σ — проводимость горных пород. Здесь для простоты среда считается однородной в невозмущенном состоянии. Мы видим, что источниками сейсмомагнитного поля служат вихревые линии поля ускорений $\mathbf{A}(\mathbf{x}, t)$. С учетом размерностей физических величин можно записать $\alpha = m_{\text{eff}} c / e$, где m_{eff} — некая эффективная масса носителей заряда, e — элементарный электрический заряд, c — скорость света. Таким образом, локально среда полностью характеризуется двумя параметрами — σ и m_{eff} .

Представление об инерционном механизме генерации сейсмомагнитных сигналов введено в работах [31–33]. Ранее Элеман [24] упоминал об инерционном механизме, но считал его совершенно несущественным по сравнению с другими механизмами — индукционным, пьезомагнитным и деформационным. Это было ошибкой и теперь можно только догадываться о том, что Элеман, скорее всего, имел в виду эффект Толмэна–Стюарта в металлах. Как известно [34], в этом случае $\alpha = -m_e c / e$, где m_e —

масса электрона. Но в земной коре заряд переносится преимущественно ионами, а не электронами. Было бы, однако, ошибкой просто заменить m_{eff} на m_i , где m_i — масса иона. Горные породы представляют собой пористые твердые тела, поры которых частично или полностью заполнены слабым раствором сильного электролита. При ускорении твердого скелета породы происходит кажущееся увеличение инертной массы носителей заряда. По ориентировочной оценке [31], присоединенная масса равна массе жидкости, заполняющей поры, в объеме диска радиусом порядка среднего радиуса поры и толщиной порядка дебаевского радиуса (см. также [4, 35]). Вполне понятно, что присоединенная масса сильно превышает массу иона проводимости. Более точная оценка зависит от структуры влажного пористого тела, но в любом случае величина α в земной коре значительно больше, чем в металлическом проводнике (примерно на восемь порядков).

Необходимо сделать замечание по поводу терминологии. В ряде недавно опубликованных статей (см., например, [35]) инерционный механизм генерации называют электрокинетическим. Это неправильно по ряду причин. Конечно, названия условны, но они служат средством общения и могут выполнять эту функцию эффективно, если только имеют одинаковый смысл без постоянного повторения пояснительных фраз. Для геофизиков, изучающих электрическое поле сейсмических волн, термин "электрокинетический механизм" устойчиво ассоциируется с сейсмоэлектрическими сигналами второго рода, обнаруженными Ивановым [36]. Но электрокинетический механизм генерации таких сигналов, предложенный Френкелем [37], не порождает колебаний магнитного поля. Во избежание путаницы естественно называть инерционным, а не электрокинетическим механизм генерации магнитного поля в результате ускоренного движения горных пород, как это и было сделано в оригинальных публикациях [31–33].

Сущность *индукционного* механизма состоит в том, что движение проводящей коры в постоянном магнитном поле земного ядра индуцирует токи, возбуждающие переменное магнитное поле. (Иными словами, ядро служит индуктором, а кора — якорем, если проводить аналогию с работой обычной динамо-машины.) Процесс генерации описывается уравнением

$$\frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}_0) + \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{V}. \quad (2)$$

Здесь \mathbf{B}_0 — главное геомагнитное поле. Уравнение (2) совпадает с одним из линеаризованных уравнений магнитной гидродинамики [34, 38]. Заметим, что можно заменить первый член в правой части (2) на $(\mathbf{B}_0 \nabla) \mathbf{V} - \mathbf{B}_0 (\nabla \mathbf{V})$, поскольку поле \mathbf{B}_0 во многих случаях допустимо считать однородным при моделировании сейсмомагнитных явлений.

Действие *пьезомагнитного* механизма генерации связано с напряжениями P_{ij} в горных породах, содержащих ферромагнитные включения, а действие *деформационного* механизма — с модуляцией земных токов при объемной деформации $\theta = \nabla \mathbf{U}$, изменяющей пористость и, соответственно, электропроводность горных пород. Здесь $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ — поле смещений. Вообще говоря, указанные четыре механизма действуют одновременно при землетрясении, так что полезно записать уравнение генерации, которое учитывает все основные элементы

механики горных пород — ускорение, скорость, деформацию и напряжение. Введем обозначения

$$\mathbf{C} = -\alpha\mathbf{A} + \mathbf{V} \times \mathbf{B}_0 + \beta\theta\mathbf{E}_0 + \nabla \times \mathbf{M}, \quad (3)$$

$$\beta = \frac{\partial \ln \sigma}{\partial \theta}, \quad M_i = (\gamma_1 P_{ij} \delta_{ij} + \gamma_2 P_{ij}) B_{0j}, \quad (4)$$

$$D = \frac{\partial}{\partial t} - \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \quad (5)$$

и запишем уравнение генерации в виде [33]

$$D\mathbf{B}(\mathbf{x}, t) = \nabla \times \mathbf{C}(\mathbf{x}, t). \quad (6)$$

Здесь для простоты предполагается, что проводимость горных пород σ , параметры механомагнитной трансформации $\alpha, \beta, \gamma_1, \gamma_2$, а также сторонние поля \mathbf{E}_0 и \mathbf{B}_0 однородно распределены в пространстве и не зависят от времени.

Как видно, величина магнитного сигнала пропорциональна амплитуде сейсмических колебаний, а относительная эффективность механизмов генерации довольно сложным образом зависит от комбинации параметров. При этом параметры изменяются в широких пределах и, более того, во многих случаях с трудом поддаются измерению. При количественных оценках будем использовать некоторые характерные значения параметров, но нужно иметь в виду, что для интерпретации сейсмомагнитных событий требуется, вообще говоря, знание всего набора параметров в том конкретном регионе, где производятся наблюдения. К этой проблеме мы еще вернемся в разделе 4.

Очевидно, что уравнение (6) следует решать при заданном движении среды. В то же время не всегда было ясно, что при изучении сейсмомагнитных явлений можно полностью пренебречь влиянием на движение среды не только поля \mathbf{B} , но и внешнего магнитного поля \mathbf{B}_0 . Ведь если добавить к (2) линеаризованное уравнение движения идеально проводящей несжимаемой жидкости ($\sigma \rightarrow \infty, \nabla \mathbf{V} = 0$), то можно вывести дисперсионное соотношение

$$\omega = c_A k_{\parallel}, \quad (7)$$

описывающее распространение магнитогидродинамических волн Альвена. Здесь ω — частота волны, k_{\parallel} — проекция волнового вектора на внешнее магнитное поле, $c_A = (4\pi\rho)^{-1/2} B_0$ — скорость Альвена. Если же добавить к (2) линеаризованные уравнения теории упругости (с учетом силы Лоренца), то можно убедиться, что в хорошо проводящем твердом теле будут распространяться магнитоупругие волны, аналогичные волнам Альвена. Для них закон дисперсии имеет вид

$$\omega = \sqrt{c_A^2 k_{\parallel}^2 + c_t^2 k^2}. \quad (8)$$

Здесь $c_t = (\mu/\rho)^{1/2}$ — скорость поперечных упругих волн, μ — модуль сдвига. Одно время предполагалось [39], что учет влияния внешнего магнитного поля B_0 на распространение поперечных волн может оказаться полезным в сейсмологии. Однако если говорить о земной коре, то распространение поперечных волн описывается обычным дисперсионным соотношением $\omega = c_t k$, т.е. модификация (8) не требуется, поскольку $B_0 \ll \sqrt{4\pi\mu}$ с большим запасом [40]. Более того, указанное сильное неравенство, вероятно, выполняется во всех известных в

природе твердых телах, включая кору пульсаров, где B_0 на 12–13 порядков больше, чем в земной коре [41].

Еще одно замечание касается вмороженности магнитного поля в проводящую среду. Иногда неточно полагают [42], что условие вмороженности имеет вид $R \gg 1$, где R — магнитное число Рейнольдса. Фактически же условие имеет вид $L \gg 1$, где число Лундквиста L для данного круга задач равно $L = 4\pi\sigma\omega/(ck)^2$. Это уточнение существенно в следующем смысле. Известно, что в результате действия индукционного механизма морские волны возбуждают весьма слабые колебания магнитного поля [2, 43]. Поскольку амплитуда сейсмических волн на несколько порядков меньше амплитуды морского волнения, то, казалось бы, нет никакой надежды зарегистрировать сейсмомагнитный сигнал. Но если в обоих случаях $R \ll 1$, то для сейсмических волн $L \sim 1$, в то время как для морских волн $L \ll 1$, т.е. земная кора сильнее "увлекает" геомагнитное поле, чем морская вода. В результате индукционный эффект усиливается настолько, что сейсмомагнитный сигнал, в принципе, может быть обнаружен [25, 40].

2.2. Сравнительный анализ механизмов

Используя уравнения (1) и (2), сделаем сравнительный анализ относительной эффективности инерционного и индукционного механизмов генерации магнитного поля. Для этого нужно задать поле скоростей $\mathbf{V}(\mathbf{x}, t)$. Допустим, оно создается плоской упругой поперечной волной $\exp(i\mathbf{kx} - i\omega t)$, распространяющейся со скоростью c_t в однородной безграничной среде. С учетом того, что $k = \omega/c_t$, из уравнений (1), (2) сразу следует, что при заданной амплитуде упругой волны амплитуда инерционного (индукционного) магнитного сигнала есть монотонно возрастающая (убывающая) непрерывная функция ω , причем $B \rightarrow 0$ ($B \rightarrow \text{const}$) при $\omega \rightarrow 0$ и $B \rightarrow \text{const}$ ($B \rightarrow 0$) при $\omega \rightarrow \infty$. Это значит, что существует критическая частота ω_c , на которой оба механизма одинаково эффективны, причем на малых частотах доминирует индукционный механизм, а на больших — инерционный. Нетрудно убедиться в том, что

$$\omega_c = \frac{B_{0\parallel}}{\alpha}, \quad (9)$$

где $B_{0\parallel}$ — проекция внешнего магнитного поля на направление распространения.

Критическая частота изменяется в широких пределах. По оценкам [35, 44] она принимает значения в интервале от миллигерц до нескольких герц в зависимости от конкретных условий. При $B_{0\parallel} = 0,2$ Гс, $\alpha = 0,8$ абс. ед., $c_t = 3$ км с⁻¹, $\sigma = 0,1$ См м⁻¹ частота ω_c равна 0,25 с⁻¹, а функция $B(\omega)$ имеет вид, показанный на рис. 1, где B_c — амплитуда колебаний на критической частоте. Сплошная и пунктирная линии соответствуют индукционным и инерционным колебаниям. В окрестности критической частоты амплитуды колебаний соизмеримы друг с другом, но колебания различаются по поляризации: в индукционных колебаниях магнитное поле \mathbf{B} параллельно скорости движения среды \mathbf{V} , а в инерционных — оно перпендикулярно плоскости векторов \mathbf{k} и \mathbf{V} .

Аналогичным образом можно сравнить и другие пары механизмов. Для этого следует найти вынужденные решения уравнения (6) при заданном движении среды и заданных граничных условиях, произвести спектральное разложение и представить относительную эф-

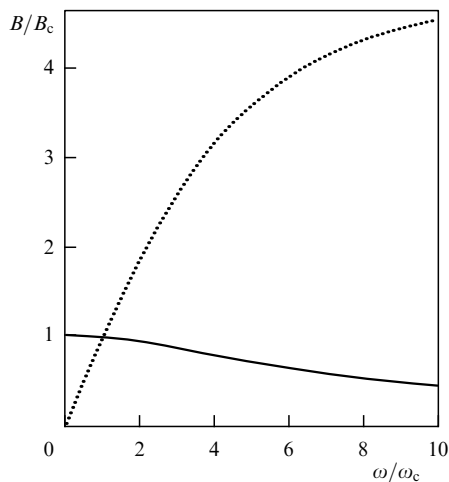


Рис. 1. Частотная зависимость амплитуды сейсмамагнитных колебаний. Сплошная и пунктирная линии соответствуют индукционному и инерционному механизмам генерации.

фективность механизмов парными отношениями спектральных амплитуд. Соответствующий анализ [44] в рамках простых моделей распространения объемных и поверхностных упругих волн свидетельствует о том, что существует набор критических параметров, позволяющих оценивать относительный вклад различных механизмов в зависимости от частоты волны и от механо-электромагнитных свойств среды. Эти параметры полезно использовать при интерпретации сигналов от землетрясений, а также при планировании взрывных и сейсмовибрационных экспериментов по возбуждению геоэлектромагнитного поля. Разброс критических параметров весьма велик. Однако все же можно сделать вывод о том, что по эффективности инерционный, индукционный и пьезомагнитный механизмы, в общем, сопоставимы друг с другом, в то время как деформационный механизм, по-видимому, следует учитывать лишь при особом состоянии горных пород, близком к так называемому порогу протекания (см., например, [45, 46]).

2.3. Сейсмамагнитные волны в дальней зоне

Волны вдали от очага землетрясения можно считать локально плоскими. В этом приближении был решен ряд модельных задач о возбуждении магнитных колебаний упругими волнами. Соответствующие ссылки можно найти в обзоре [3]. Рассмотрим несколько типичных примеров, избегая громоздких формул, которые обычно появляются в результате расчета сейсмамагнитных эффектов.

Возможно, это и не совсем корректно с точки зрения геофизики, но, с другой стороны, всегда интересно выделить предельную ситуацию, в которой преобладает только один интересующий нас механизм. Подходящей в этом смысле является модель волны Лява. В этой модели $\theta = 0$, т.е. деформационный механизм не работает. Что же касается трех других механизмов, то они действуют, но индукционный и пьезомагнитный механизмы дают пренебрежимо малый вклад в магнитное поле на поверхности тела. Иначе говоря, если интересоваться сейсмамагнитным сигналом на земной поверхности, то достаточно учесть один только инерционный механизм гене-

рации. (Следует подчеркнуть, что в глубине тела все три механизма дают, в общем, сопоставимые вклады в магнитное поле.) Таким же свойством обладает модель поперечной волны в том частном случае, когда вектор \mathbf{V} параллелен поверхности тела. Рассмотрим инерционный магнитный эффект в рамках этой второй модели, поскольку она проще, чем модель волны Лява.

Пусть однородное проводящее тело имеет свободную поверхность и занимает полупространство $z \leq 0$. Зададим поле упругой поперечной волны $\mathbf{V} = (0, V, 0)$ в виде [47]

$$V = V_0 \cos\left(\frac{\omega}{c_t} z \cos \phi\right) \exp[i(kx - \omega t)], \quad (10)$$

где V_0 — амплитуда волны, $k = (\omega/c_t) \sin \phi$, ϕ — угол падения. Подставляя (10) в (1), находим \mathbf{B} внутри тела. Поле вне тела ($z > 0$) удовлетворяет уравнениям

$$\nabla^2 \mathbf{B} = 0, \quad \nabla \mathbf{B} = 0. \quad (11)$$

Их решение с учетом (10) и условия на бесконечности дает

$$B_z = iB_x = B \exp[-kz + i(kx - \omega t)]. \quad (12)$$

Амплитуду B определяем из граничного условия на поверхности тела $z = 0$:

$$B = -\frac{\alpha V_0 \omega_\sigma \omega (\omega \sin^2 \phi - i\omega_\sigma)^{1/2} \sin \phi}{c_t (\omega - i\omega_\sigma) [(\omega \sin^2 \phi - i\omega_\sigma)^{1/2} + \omega^{1/2} \sin \phi]}, \quad (13)$$

где $\omega_\sigma = 4\pi\sigma(c_t/c)^2$. Если $\omega \ll \omega_\sigma$, то

$$B \approx -i \frac{V_0}{c_t} \alpha \omega \sin \phi;$$

если же $\omega_\sigma \ll \omega \sin^2 \phi$, то

$$B \approx -\frac{V_0}{2c_t} \alpha \omega_\sigma \sin \phi.$$

При $z < 0$ формулы для B_x , B_z имеют громоздкий вид и здесь не приводятся.

Вернемся, однако, к волне Лява. Общий случай требует применения численных методов. Это связано с тем обстоятельством, что волна Лява существует только в слоисто-неоднородных телах. Методически было бы непоследовательно учитывать неоднородность распределения по глубине механических параметров, не принимая при этом во внимание неоднородности распределения электродинамических параметров. Такой учет усложняет задачу. Но для случая тонкой пористой влагонасыщенной пленки, покрывающей упругое непроводящее тело, можно указать аналитическое решение. А именно, колебания пленки при распространении волны Лява возбуждают магнитное поле, имеющее при $z \geq 0$ структуру (12), причем

$$B = \alpha \omega \frac{V_0}{c_L} \left(i - \frac{c^2}{2\pi c_L \Sigma} \right)^{-1}. \quad (14)$$

Здесь c_L — скорость волны Лява, Σ — интегральная проводимость пленки. Предполагается, что толщина пленки много меньше характерного размера вертикальной неоднородности механических параметров.

В отличие от волны Лява, волна Рэлея распространяется вдоль поверхности однородного упругого тела. Зная решение механической задачи [47], нетрудно найти в

явном виде соответствующее решение уравнения генерации магнитного поля [25, 48]. В работе [44] такое решение было использовано для интерпретации магнитного сигнала от землетрясения исключительной силы (магнитуда $M = 8,6$), которое произошло на Аляске 24.03.1964. Магнитный сигнал зарегистрирован гелиевым магнитометром, установленным в Берген Парк, Колорадо на расстоянии 4600 км от эпицентра [24]. Магнитные колебания с периодом 20 с и амплитудой 0,2 нТл начались в момент прихода сейсмической волны. Параметры сейсмических колебаний: максимальная скорость вертикальных смещений грунта $0,7 \text{ см с}^{-1}$, скорость горизонтальных смещений $0,4 \text{ см с}^{-1}$. Модовая структура сейсмических колебаний не вполне ясна, но можно предположить, что мы имеем дело с волной Рэлея.

Элеман [24], обнаруживший магнитный сигнал, исключил возможность простого совпадения, поскольку соответствие магнитных и сейсмических колебаний друг другу слишком очевидно. По оценкам [24] пьезомагнитный эффект по крайней мере в 3 раза слабее, чем зарегистрированный сигнал. Относительное перемещение неоднородно намагниченных горных пород в окрестности точки наблюдения, по-видимому, также не могло дать нужного эффекта. В качестве альтернативы Элеман предложил индукционный механизм. В своем анализе он ограничился качественными рассуждениями, усилив их гипотезой о том, что на некоторой глубине в окрестности Берген Парк залегает хорошо проводящий слой. Однако количественный анализ [44] с использованием решения уравнения генерации (2) показал, что амплитуда индукционного сигнала не превышает 0,1 нТл, т.е. по крайней мере в 2 раза меньше той величины, которая была зарегистрирована. Не ясно, можно ли устранить расхождение учетом инерционного механизма генерации, поскольку не известны электродинамические параметры горных пород в окрестности точки наблюдения. Подобная неопределенность, затрудняющая интерпретацию сейсмомагнитных наблюдений, вообще типична для всех событий, описанных в литературе.

2.4. Магнитная структура фронта сейсмической волны

Рассмотрим плоскую упругую волну с резким передним фронтом, бегущую вдоль оси x в однородной проводящей среде, помещенной во внешнее магнитное поле $\mathbf{B}_0 = (B_{0\parallel}, 0, B_{0\perp})$. Пусть в момент $t = 0$ поле смещений имеет вид

$$U(x) = \begin{cases} U_0 \exp(ik_0x) & \text{при } x < 0, \\ 0 & \text{при } x \geq 0. \end{cases} \quad (15)$$

Для конкретности рассмотрим продольную волну. Тогда вектор смещения $\mathbf{U} = (U, 0, 0)$, причем $U = U(x - c_1t)$, где c_1 — скорость упругой продольной волны. Возмущение магнитного поля $\mathbf{B} = (0, 0, B)$ описывается уравнением индукции (2). Представим $B(x, t)$ в виде суперпозиции бегущих волн

$$B(x, t) = \int_{-\infty}^{\infty} B_k \exp[ik(x - c_1t)] dk. \quad (16)$$

Из (2) следует, что B_k можно выразить через компоненту Фурье U_k поля смещений:

$$B_k = \frac{kB_{\perp}U_k}{i - kd}. \quad (17)$$

Здесь $d = c^2/4\pi\sigma c_1$ и

$$U_k = \frac{iU_0}{2\pi} \int_0^{\infty} \exp[i(k - k_0)x] dx. \quad (18)$$

Комбинируя (16)–(18), находим

$$B(x, t) = \frac{B_{\perp}U_0}{(k_0d - i)d} \exp[ik_0(x - c_1t)] \quad (19)$$

при $x < c_1t$ и

$$B(x, t) = \frac{B_{\perp}U_0}{(k_0d - i)d} \exp\left(-\frac{x - c_1t}{d}\right) \quad (20)$$

при $x > c_1t$.

Видно, что при $x > c_1t$, т.е. перед фронтом упругой волны движется магнитный предвестник, экспоненциально убывающий с удалением от фронта [41]. Постоянная затухания d зависит от электропроводности σ , скорости c_1 и не зависит от частоты $\omega_0 = c_1k_0$. За фронтом ($x < c_1t$) магнитное поле осциллирует с частотой ω_0 .

Анализ поперечных волн производится аналогично. Результат получается из (19), (20) заменой $c_1 \rightarrow c_t$, $B_{0\perp} \rightarrow B_{0\parallel}$. Вектор \mathbf{B} поляризован в этом случае так же, как \mathbf{U} . Например, при $\mathbf{U} = (0, U, 0)$ имеем $\mathbf{B} = (0, B, 0)$. Поперечная волна, в отличие от продольной, приводит в действие еще и инерционный механизм, но здесь на этом останавливаться не будем. Ведь появление предвестника вообще не зависит от механизма генерации поля. Оно очевидным образом связано только лишь с движением фронта.

Изложенная модель слишком проста, чтобы с ее помощью делать разумные предсказания эффектов или интерпретировать уже произведенные наблюдения. Тем не менее укажем на статью [15], в которой описан магнитный сигнал, наблюдавшийся на Камчатке и опередивший фронт сейсмической волны на несколько секунд при расстоянии от эпицентра 70 км и глубине очага 80 км. Не исключено, однако, что наблюдался отнюдь не магнитный предвестник фронта волны, а импульс, возбужденный в очаге землетрясения. В любом случае теория, ориентированная на интерпретацию наземных наблюдений, должна учитывать влияние земной поверхности на структуру магнитного предвестника. При этом оказывается, что после выхода фронта упругой волны на поверхность магнитное поле перед фронтом убывает степенным, а не экспоненциальным образом при удалении от фронта вдоль земной поверхности [3].

2.5. Магнитный сигнал из очага землетрясения

В земной коре максимально достижимые ускорения, скорости, смещения и перепады механического напряжения связаны с образованием магистрального разрыва сплошности и движением бортов разлома в очаге землетрясения. Здесь следует ожидать появления магнитных сигналов большой амплитуды. Задача ставится следующим образом. Выбираем модель векторного поля смещений $\mathbf{U}(\mathbf{x}, t)$ в соответствии с тем или иным представлением о динамике очага землетрясения. Требуется найти решение $\mathbf{B}(\mathbf{x}, t)$ уравнения генерации магнитного поля при нулевом начальном условии и подходящим образом заданных граничных условиях. Стандартные кинематические модели движения горных пород в очаге землетрясения [49] слишком сложны, чтобы пытаться найти аналитические соотношения, связывающие тео-

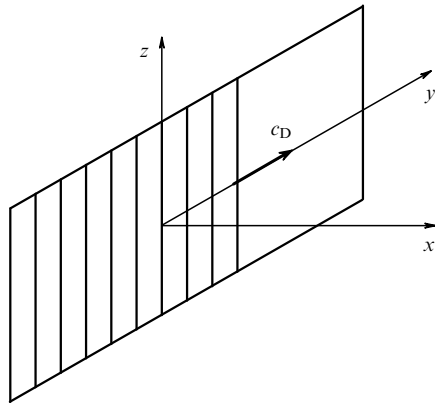


Рис. 2. Модель распространяющегося разрыва.

рию генерации магнитного поля с наблюдениями. Поэтому ограничимся рассмотрением магнитного импульса из очага в рамках двух предельно идеализированных моделей, а именно — модели распространяющегося разрушения [19, 23] и плоской конформной модели [18, 20].

В силу линейности уравнения (6) можно изучать различные механизмы генерации независимо друг от друга, а результаты затем суммировать. Сравнительный анализ эффективности механизмов свидетельствует о том, что преобладает то один из них, то другой в зависимости от параметров среды и масштабов движения в очаге. В то же время ясно, что формальное решение слабо зависит от выбора того или иного механизма. Чтобы не загромождать изложение, сосредоточим внимание на инерционном механизме, который включается при колебаниях флюида в порах и трещинах под действием силы инерции при вихревом ускорении скелета горной породы во время землетрясения. Заметим, что во время одного из событий (о нем еще пойдет речь ниже) инерционный механизм генерации магнитного сигнала, по-видимому, был доминирующим.

Уравнение генерации (1) перепишем в виде

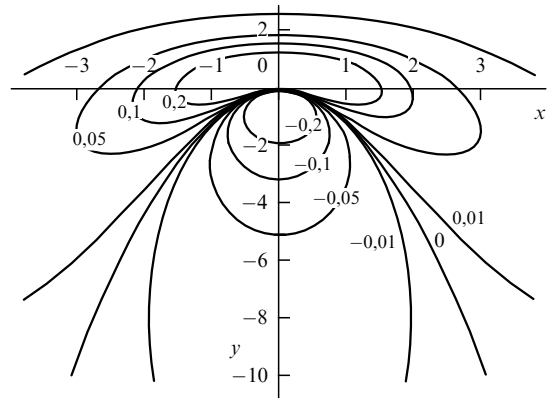
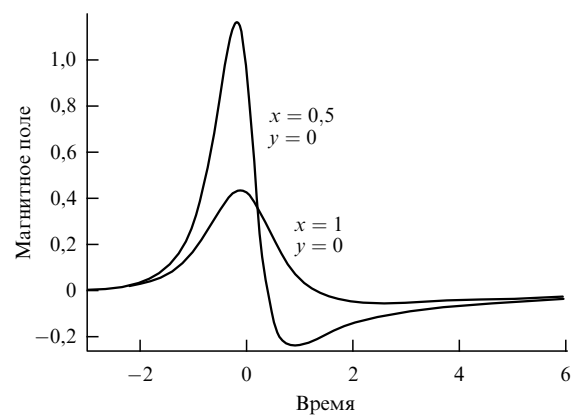
$$\frac{\partial}{\partial t}(\mathbf{B} + \alpha\mathbf{\Omega}) = \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (21)$$

где $\mathbf{\Omega} = \nabla \times \mathbf{V}$, $\mathbf{V} = \partial \mathbf{U} / \partial t$. Пусть разрушение распространяется в одном направлении, как это было, например, при землетрясении 22.05.1960 в Чили, когда фронт разрушения перемещался с севера на юг со скоростью 3–4 км с⁻¹ на протяжении примерно 1000 км. Для иллюстрации действия инерционного механизма используем модель Кнопова–Гильберта

$$U(x, y, t) = -U_m H\left(t - \frac{y}{c_D}\right) \operatorname{sgn} x, \quad (22)$$

простейшим образом описывающую неупругое движение в очаге ("движущаяся дислокация Хэвисайда", см. [49]). Здесь ось x перпендикулярна плоскости разлома, U — y -компонента вектора смещения \mathbf{U} , H — функция Хэвисайда, c_D — скорость распространения разрушения, близкая к скорости поперечных волн c_t (рис. 2). Тогда $\mathbf{\Omega} = (0, 0, \Omega)$, где

$$\Omega = -2U_m \delta(x) \delta\left(t - \frac{y}{c_D}\right), \quad (23)$$

Рис. 3. Изолинии напряженности магнитного поля в плоскости x, y .Рис. 4. Магнитные импульсы на расстояниях $x = 0,5$ и $x = 1,0$ от плоскости разрыва (относительные единицы).

т.е. мы имеем вихревую нить с постоянной завихренностью $\mathbf{\Omega}$, движущуюся перпендикулярно самой себе с постоянной скоростью c_D вдоль плоскости разлома и возбуждающую магнитное поле. Соответствующее решение уравнения (21), убывающее на бесконечности, имеет вид $\mathbf{B} = (0, 0, B)$, где

$$B(x, y, t) = \frac{\alpha c_D^3 U_m}{2\pi\chi^2} \left\{ K_0\left(\frac{rc_D}{2\chi}\right) + \left(\frac{y - tc_D}{r}\right) K_1\left(\frac{rc_D}{2\chi}\right) \right\} \times \exp\left[-\frac{c_D}{2\chi}(y - tc_D)\right]. \quad (24)$$

Здесь $r = [x^2 + (y - c_D t)^2]^{1/2}$, $\chi = c^2 / 4\pi\sigma$, U_m — смещение бортов разлома (оно равно половине так называемой подвижки по простиранию). Видно, что поле переносится как целое вместе с движущимся фронтом разрушения. На рисунке 3 показаны изолинии магнитного поля в момент $t = 0$. Форма магнитных сигналов показана на рис. 4. (Здесь использованы безразмерные единицы измерения для пространственных координат и для напряженности магнитного поля.)

Не часто встречаются очаги такой колоссальной протяженности, как при чилийском землетрясении. В случае очагов умеренной и малой протяженности нужно, вообще говоря, учитывать неравномерность движения разлома. Необходимо также учитывать, что распространение разрушения, скорее всего, не будет однонаправленным. Усложнения, связанные с неравномерностью движения и нетривиальной конфигурацией

фронта разрушения, обычно игнорируют и используют так называемую плоскую конформную модель при интерпретации сейсмомагнитных наблюдений.

Пусть в момент $t = 0$ разрыв возникает одновременно вдоль плоскости $x = 0$, причем борта разрыва сдвигаются во взаимно противоположных направлениях параллельно оси y . Положим $U(x, t) = -U_m \theta(t) \operatorname{sgn} x$. Эффект распространения разрушения здесь учитывается неявно путем подходящего выбора временной функции очага $\theta(t)$. Уравнение (21) приобретает вид

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} + 2\alpha U_m \frac{\partial^2 \theta}{\partial t^2} \delta(x). \quad (25)$$

Его решение может быть представлено в виде интеграла

$$B(x, t) = \frac{\alpha U_m}{\sqrt{\pi\chi}} \int_0^t \exp\left[-\frac{x^2}{4\chi(t-\tau)}\right] \frac{d^2\theta}{d\tau^2} \frac{d\tau}{\sqrt{t-\tau}}. \quad (26)$$

Остается задать временную функцию очага. Если выбрать модель Брюна [50]

$$\theta(t) = \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{T}\right)\right] H(t), \quad (27)$$

где T — характерное время механического движения, то из (26) будет следовать, что в начальный момент поле как бы "погребено" внутри разлома. Это понятно, так как токи, возникающие в этот момент, образуют нечто вроде плоского бесконечного соленоида. С течением времени поле выходит из очага и диффундирует в окружающее пространство.

С помощью (26), (27) можно вычислить магнитный момент единицы поверхности разлома $m = \alpha U_m / 2\pi T$ и оценить полный магнитный момент реального очага, имеющего конечную протяженность: $M = mS$. Здесь S — площадь разлома. В сейсмологии установлен ряд эмпирических соотношений между параметрами очага S , T , U_m , с одной стороны, и магнитудой землетрясения M , с другой [16, 49, 51, 52]. Это позволяет выразить магнитный момент M через магнитуду землетрясения. При $M \geq 5$ имеем

$$M = \alpha 10^{pM+q}, \quad (28)$$

где $p = 1,385$, $q = 5,65$, если величины M и α выражены в абсолютных единицах.

Используем оценку (28) для интерпретации униполярного магнитного импульса из очага сильного землетрясения в Японии. Наблюдения производились в ждущем режиме методом "опережающего интервала" [21], т.е. поиск сигнала осуществлялся в коротком промежутке времени после начала землетрясения, но до прихода фронта сейсмической волны (см. раздел 2.6). Землетрясение с магнитудой $M = 7,2$ произошло 17.01.1995 на глубине 17 км. Униполярный магнитный сигнал с амплитудой $B = 0,6$ нТл зарегистрирован трехкомпонентным индукционным магнитометром на станции Минеяма, расположенной к северо-востоку на расстоянии $r = 100$ км от эпицентра. Авторы эксперимента обсуждают возможность интерпретировать магнитный сигнал как результат действия в очаге индукционного механизма генерации [21]. Используя данные сейсмологии, они задают геометрию и кинематику очага землетрясения и находят, что действие электромагнитной индукции порождает сигнал с амплитудой порядка 0,03 нТл. Это сильно расходится с тем, что наблюдалось

на опыте. В то же время гипотеза о действии в очаге инерционного механизма приводит к оценке амплитуды магнитного импульса, находящейся в разумном соответствии с наблюдениями [22, 23]. В самом деле, при $M = 7,2$ и $r = 100$ км получаем оценку $B \approx M/r^3 \approx 0,6$ нТл при довольно умеренном значении коэффициента механомагнитной трансформации $\alpha = 1,4$ абс. ед.

2.6. Методы обнаружения сейсмомагнитных сигналов

Одна из задач сейсмoeлектродинамики состоит в обнаружении сейсмомагнитных сигналов, т.е. электромагнитных колебаний, возбуждаемых в земной коре сейсмическими волнами, а также другими видами механического движения горных пород, например движением бортов разлома при образовании магистрального разрыва в очаге землетрясения. Это непростая задача, поскольку наблюдение сейсмомагнитных сигналов осложнено помехами. Типичная сейсмографическая помеха — паразитный сигнал, который индуцируется главным геомагнитным полем в датчиках магнитометра, совершающих колебательное движение при распространении сейсмической волны. В ряде случаев наблюдениям мешает микрофонный эффект, т.е. паразитный сигнал, возникающий при относительных перемещениях элементов измерительного устройства. Индустриальные шумы и проникающие к земной поверхности УНЧ-колебания магнитосферы также являются помехами. Наличие сильных помех затрудняет накопление экспериментальных данных для проверки представлений о механоэлектромагнитных преобразованиях в земной коре.

Элеман [24] тщательно проанализировал реакцию магнитных инструментов на сейсмические колебания и пришел к выводу, что сейсмографическую помеху проще всего подавить методом модульных измерений, используя квантовый магнитометр. Метод был успешно применен для регистрации магнитных колебаний с периодом $T = 20$ с и амплитудой $B = 0,2$ нТл, сопровождавших поверхностную сейсмическую волну на расстоянии 4600 км от эпицентра известного землетрясения "Страстной пятницы" с магнитудой $M = 8,5$, которое произошло 28.03.1964 в северной части залива Принс-Вильямс на Аляске. Данный метод не подавляет магнитосферную помеху. Кроме того, при модульных измерениях теряется информация о поляризации колебаний.

Для выделения магнитного сигнала в ближней зоне используется прием, который можно назвать методом опережающего интервала [15] (о нем упоминалось в разделе 2.5). Идея состоит в том, что ни колебания датчиков, приводящих к сейсмографической помехе, ни относительные перемещения деталей инструмента, порождающие микрофонный эффект, не возникают в сравнительно коротком интервале времени между началом землетрясения в очаге и моментом прихода фронта сейсмической волны в пункт наблюдения. В отличие от модульных измерений, имеется возможность определять состояние поляризации сейсмомагнитных колебаний. Именно таким способом Белов, Мигунов и Соболев [15] впервые зарегистрировали магнитный сигнал из очага в эпицентральной зоне сильного землетрясения на Камчатке 25.12.1972 (магнитуда $M = 6$, глубина 80 км, эпицентральное расстояние 70 км). В интервале 15 с, опередившем первое вступление сейсмических волн, был обнаружен довольно мощный ($B = 0,5$ нТл) биполярный магнитный импульс длительностью 9 с, вероятно, свя-

занный с образованием магистрального разрыва в очаге. Резкий передний фронт импульса появился спустя 4,5 с после начала землетрясения и за 10 с до прихода сейсмической волны.

Вполне понятно, что не только магнитное, но и электрическое поле возбуждается сейсмической волной. Измерения электрических компонент также осложнены помехами. Однако синхронная регистрация горизонтальных компонент электрического и магнитного полей, в принципе, дала бы возможность подавить сейсмографическую помеху и выделить электрическое поле, ассоциированное со сейсмической волной. Особо простыми и перспективными представляются измерения компоненты электрического поля, параллельной фронту волны Лява. В этом случае сейсмографическая помеха отсутствует вообще (при условии горизонтальной однородности региона). Что же касается магнитосферной помехи, то ее можно попытаться компенсировать по данным о горизонтальной компоненте переменного магнитного поля, ортогональной фронту волны Лява, используя информацию о поверхностном импедансе в точке наблюдения.

Кроме указанных известен также градиентный метод, основанный на измерении разностного сигнала с двух разнесенных датчиков магнитного поля с целью подавить магнитосферную помеху [53]. В основе метода лежит представление о том, что горизонтальные градиенты поля магнитосферных волн, вообще говоря, могут быть много меньше горизонтальных градиентов сейсмомагнитных волн. Однако при градиентных измерениях теряется информация об амплитуде и поляризации сигнала.

Остановимся на спектрально-поляризационном методе, который ориентирован на подавление всех видов помех при регистрации магнитных колебаний в телесеизмической зоне [28–30, 54–56]. В основе метода лежат априорные представления о весьма специфическом состоянии поляризации сейсмомагнитного поля [25]. Введем декартову систему координат (x, y, z) так, чтобы земная поверхность, которая предполагается плоской, совпала с плоскостью (x, y) , а ось z была бы направлена вверх. Пусть в нижнем полупространстве ($z < 0$), которое считаем горизонтально однородным, распространяется плоская упругая волна $\exp[i(kx - \omega t)]$ в положительном направлении оси x . Нас интересует магнитное поле $\mathbf{B}(x, z, t)$ в верхнем полупространстве ($z \geq 0$), где оно подчиняется уравнениям $\nabla^2 \mathbf{B} = 0$, $\nabla \mathbf{B} = 0$. Для вынужденных колебаний магнитного поля зависимость от x и t будет такой же, как для упругой волны, а зависимость от z определяется из уравнения Лапласа, условия соленоидальности и условия убывания поля с ростом z :

$$\mathbf{B} = \frac{B}{\sqrt{2}}(1, 0, i) \exp[k(ix - z) - i\omega t]. \quad (29)$$

Таким образом, теория предсказывает вполне определенное и довольно специфичное состояние поляризации магнитных колебаний. А именно, магнитный вектор располагается в так называемой картинной плоскости, т.е. в вертикальной плоскости, ортогональной фронту сейсмической волны. Далее, если механические колебания гармонические, то магнитные колебания имеют круговую поляризацию. Наконец, поляризация магнитных колебаний левая, т.е. конец магнитного вектора

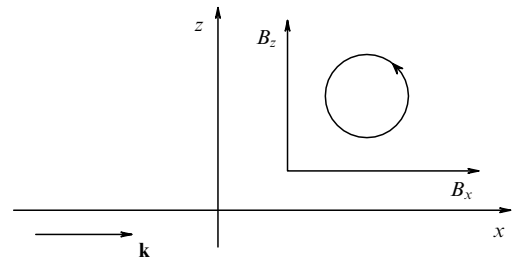


Рис. 5. Поляризация сейсмомагнитных колебаний в картинной плоскости. Стрелкой указано направление распространения сейсмической волны.

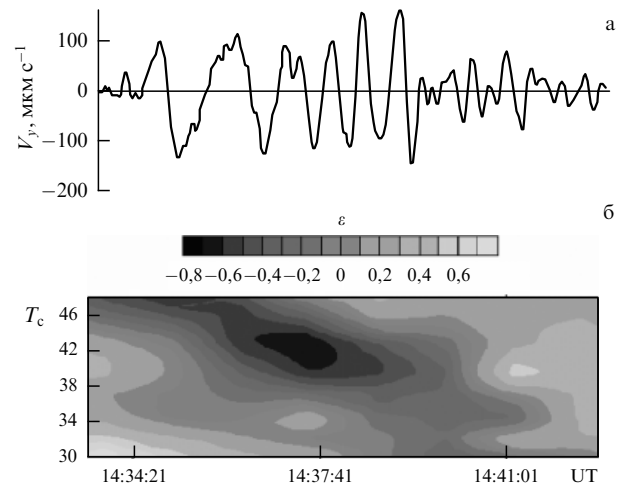


Рис. 6. Сопоставление сейсмических колебаний (а) с полярограммой магнитных колебаний (б). Положительные (отрицательные) значения параметра ϵ соответствуют вращению вектора магнитного поля по часовой стрелке (против часовой стрелки) в вертикальной плоскости, ортогональной фронту сейсмической волны [23].

вращается против часовой стрелки, если смотреть на картинную плоскость так, что сейсмическая волна распространяется слева направо (рис. 5). Эти свойства являются общими — они не зависят ни от вида сейсмической волны, ни от конкретного механизма преобразования энергии сейсмической волны в энергию магнитного поля. Совокупность этих свойств используется как отличительный признак для обнаружения сейсмомагнитных сигналов на фоне помех спектрально-поляризационным методом.

Приведем пример использования спектрально-поляризационного метода для обнаружения магнитного поля волны Лява [23]. Землетрясение с магнитудой $M = 7,7$ произошло 29.11.1998 в Индонезии. Магнитометр и сейсмограф располагались в Сибири на расстоянии 6400 км от эпицентра. На рисунке 6 показана сейсмограмма волн Лява. Координатная система ориентирована так, что ось z вертикальна, а ось x совпадает с касательной к дуге большого круга, проходящего через эпицентр в соответствии с рис. 5. Виден пакет колебаний убывающего периода. На магнитограмме (она здесь не приводится) подобных колебаний обнаружить не удалось. Спектр механических колебаний в интервале 14:35:41–14:38:41 UT имеет максимум на частоте 23 мГц. В спектре магнитных колебаний нет максимума на этой частоте. Таким образом, ни простое сопоставление осциллограмм, ни метод спектрального анализа не

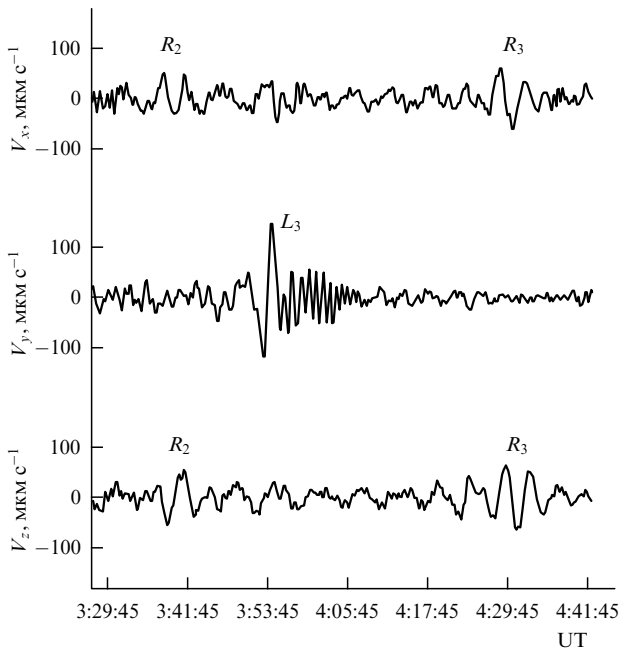


Рис. 7. Сейсмограмма станции Талая (Восточная Сибирь), демонстрирующая поверхностные волны Рэлея (R) и Лява (L) после сильного землетрясения на Суматре [56]. Пакет волн R_2 достиг станции по длинному отрезку дуги большого круга, проходящего через эпицентр (соответствующий пакет R_1 , распространившийся по короткому отрезку дуги, здесь не показан). Пакет R_3 представляет собой кругосветный эхо-сигнал. Судя по времени появления, пакет L_3 также представляет собой эхо-сигнал.

позволяют обнаружить сейсмоманнитный сигнал из-за высокого уровня магнитосферных помех. Поэтому был применен метод спектрально-поляризационной фильтрации.

Состояние поляризации магнитных колебаний удобно описывать параметром эллиптичности ε , изменяющимся в пределах от -1 до $+1$ и выбранным так, что его положительные (отрицательные) значения соответствуют правой (левой) поляризации. Эллиптичность ε как функция периода колебаний T и времени показана на рис. 6б. Видно, что в соответствии с ожиданием область отрицательных значений ε примерно совпадает с центральной частью пакета волн Лява. В 14:35:00 UT на частоте 23 мГц магнитные колебания имеют левую и почти круговую поляризацию ($\varepsilon = -0,8$). По данным об эллиптичности и о спектре магнитных колебаний можно оценить амплитуду B циркулярной составляющей с левым направлением вращения магнитного вектора. На частоте 23 мГц она оказалась равной $B = 0,01$ нТл. Разделив эту величину на амплитуду V волны Лява, получим оценку $\xi = B/V \sim 10^2$ нТл м $^{-1}$ с. Параметр ξ представляет особый интерес, так как не зависит от амплитуды механических колебаний. Предполагается, что в перспективе по величине ξ можно будет оценивать электрокинетический коэффициент горных пород в естественном залегании [29] (см. раздел 4.1).

Итак, время начала, продолжительность, частота и поляризация магнитных колебаний дают основание предположить, что мы действительно обнаружили магнитное поле, возбужденное волной Лява. Однако этого, конечно, недостаточно, и проблему детектирования сейсмоманнитных сигналов нельзя считать решенной. Необ-

ходимы систематические наблюдения такого рода с тем, чтобы опробовать методику в различных геологических условиях и накопить достаточно большую выборку для проведения статистических исследований.

Сошлемся еще на один пример. Сильнейшее землетрясение ($M = 9,3$) произошло в 00:58:53 UT 26.12.2004 в Индийском океане у западного побережья северной части о. Суматра. Анализ данного события в определенном смысле показателен, так как он свидетельствует о том, что сложность обнаружения косейсмических магнитных колебаний, существование которых предсказывает теория, связана только лишь с наличием сильных помех. Поверхностные волны Рэлея и Лява, возбужденные в очаге землетрясения, несколько раз обогнули Землю, сохраняя при этом достаточно большую амплитуду (рис. 7). Из этого следует, что для обнаружения полезного сигнала можно использовать наблюдения в любой точке на поверхности земного шара. В работе [56] использованы магнитные данные обсерватории Монды, расположенной вблизи российско-монгольской границы, и обсерватории Соданкюля, находящейся за полярным кругом в Финляндии. На обеих обсерваториях удалось обнаружить магнитный сигнал спектрально-поляризационным методом, хотя расстояния от эпицентра довольно велики (5390 и 8798 км).

3. Волны в магнитосфере

Электромагнитные волны внеземного происхождения в нижней части УНЧ-диапазона впервые наблюдались в 1741 г. на обсерватории Упсала. Их обнаружил Цельсий, бывший в то время директором обсерватории, путем одновременного наблюдения за колебаниями стрелки компаса и за пульсациями полярных сияний. В XIX веке УНЧ-волны наблюдались Нирвандером в Хельсинки и Стюартом на обсерватории Кью близ Лондона. Тогда же было высказано соображение, что колебания магнитного поля возбуждаются переменными токами в ионизированных слоях верхней атмосферы. Интересным и, как выяснилось много позже, исключительно важным было обнаружение волн в верхней части УНЧ-диапазона (0,2–5 Гц). Волны в диапазоне 1 Гц обнаружили Саксдорф [7] на обсерватории Соданкюля и Харанг [57] на обсерватории Тромсё. В 2006 г. на Генеральной Ассамблее ЕГС в Вене была проведена специальная сессия "Pc1 Pearl Waves: Discovery, Morphology and Physics", посвященная 70-летию этого открытия [58].

Долгое время шло накопление эмпирического материала, и только в середине прошлого века были заложены теоретические основы для интерпретации УНЧ-волн в рамках магнитной гидродинамики [59] и общей теории распространения электромагнитных волн в плазме [60]. После этого наступил период интенсивного осмысления накопленных фактов, физического истолкования установленных ранее эмпирических закономерностей, планирования и осуществления наземных и спутниковых наблюдений с целью проверки тех или иных теоретических ожиданий. Основные успехи на этом пути были подробно описаны в обзорной и монографической литературе [1, 4, 6, 8, 11–14]. Исследования волн в магнитосфере продолжают. В данном разделе рассмотрим некоторые новые результаты. Сосредоточим внимание на приложении теории пондеромоторных сил [61] к физике УНЧ-волн (см. разделы 3.1–3.3) и на

интерпретации зависимости появления волн Pc1 (так называемых "жемчужин") от числа солнечных пятен (см. разделы 3.4, 3.5).

3.1. Экваториальное уплотнение плазмы ионно-циклотронными волнами

В пользу идеи о заметном перераспределении плазмы в магнитосфере под воздействием УНЧ-волн свидетельствует тот факт, что плотность энергии волн соизмерима с плазменным давлением [6]. Остановимся на теории [62], которая предсказывает, что ионно-циклотронные волны в диапазоне Pc1 (0,2–5 Гц) "сгребают" плазму вдоль силовых линий геомагнитного поля по направлению к экватору. В результате при весьма умеренной интенсивности волн формируется немонотонное распределение плотности с максимумом на экваторе (см. также [63–67]).

Рассмотрим баланс сил, действующих в продольном направлении по отношению к геомагнитному полю:

$$\nabla_{\parallel} p = \rho g_{\parallel} + f_{\parallel}. \quad (30)$$

Здесь p и ρ — давление и плотность плазмы, g_{\parallel} — проекция гравитационного ускорения на силовые линии геомагнитного поля \mathbf{B} , f_{\parallel} — средняя по времени продольная компонента пондеромоторной силы, действующей на плазму, $\nabla_{\parallel} = \mathbf{B} \nabla$. По формуле Питаевского [61] находим

$$f_{\parallel} = \frac{1}{16\pi} \left[(\varepsilon_{z\beta} - \delta_{z\beta}) \nabla_{\parallel} E_{\alpha}^* E_{\beta} + E_{\alpha}^* E_{\beta} \frac{\partial \varepsilon_{z\beta}}{\partial \mathbf{B}} \nabla_{\parallel} \mathbf{B} \right]. \quad (31)$$

Здесь $\varepsilon_{z\beta}$ — тензор диэлектрической проницаемости плазмы. Электрическое поле волны \mathbf{E} зависит от времени как $\exp(-i\omega t)$. Допустим, что бегущая ионно-циклотронная волна распространяется строго вдоль магнитного поля. Тогда (31) можно представить в виде

$$f_{\parallel} = \frac{1}{8\pi} \left[(n^2 - 1) \nabla_{\parallel} E^2 + E^2 \frac{\partial n^2}{\partial B} \nabla_{\parallel} B \right], \quad (32)$$

где n — показатель преломления, E — амплитуда волны. В приближении геометрической оптики $E \propto \sqrt{B/n}$. Это позволяет исключить из (32) производную по амплитуде волны. Будем считать, что плазма состоит из электронов и ионов одного сорта. Используем теперь известное выражение для n [68], учитываем неравенство $n^2 \gg 1$ и находим пондеромоторное ускорение

$$A_{\parallel} = - \left(\frac{cE}{2B} \right)^2 \frac{\Omega}{\Omega - \omega} \left(\frac{\omega}{\Omega - \omega} \nabla_{\parallel} \ln B + \nabla_{\parallel} \ln \rho \right), \quad (33)$$

где Ω — гирочастота ионов, ρ — плотность плазмы, $A_{\parallel} = f_{\parallel}/\rho$.

С учетом уравнения состояния $p = c_s^2 \rho$, где c_s — скорость звука, уравнение (30) принимает вид

$$\frac{c_s^2}{\rho} \frac{d\rho}{dz} = g_{\parallel}(z) + A_{\parallel}(z). \quad (34)$$

Здесь введена координата z вдоль траектории волн, которая по предположению совпадает с силовой линией геомагнитного поля. К уравнению (34) следует добавить соотношение

$$\frac{E(z)}{E(0)} = \left[\left(\frac{B(z)}{B(0)} \right)^3 \frac{\rho(0)}{\rho(z)} \frac{\Omega(z) - \omega}{\Omega(0) - \omega} \right]^{1/4}. \quad (35)$$

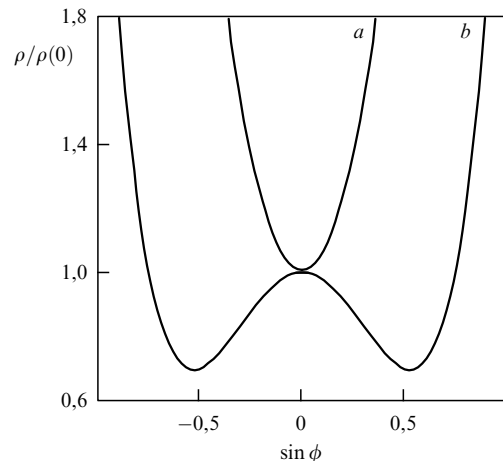


Рис. 8. Формы распределения плотности плазмы вдоль геомагнитной силовой линии [67]. Здесь ϕ — геомагнитная широта. Кривые a, b соответствуют докритической и надкритической амплитуде ионно-циклотронной волны.

Условимся считать, что точка $z = 0$ совпадает с минимумом магнитного поля. В дипольной магнитосфере она располагается в вершине траектории (на экваторе).

Анализ уравнений (33)–(35) показывает, что при $E(0) > E_c$ в распределении плазмы $\rho(z)$ появляется максимум при $z = 0$. В дипольной магнитосфере величина критической амплитуды равна [62]

$$E_c = \frac{2\sqrt{2}}{3c} \left(\frac{R_E g_E}{L} \right)^{1/2} \left[\left(\frac{\Omega_0}{\omega} \right)^{1/2} - \left(\frac{\omega}{\Omega_0} \right)^{1/2} \right] B_0, \quad (36)$$

где $R_E = 6371$ км — радиус Земли, $g_E = 980$ см s^{-2} — ускорение силы тяжести на земной поверхности, L — параметр Мак-Ильвейна, равный в данном случае расстоянию от центра Земли до вершины магнитной силовой линии в единицах R_E . Величины Ω_0 и B_0 берутся в точке $z = 0$. На рисунке 8 показаны распределения плотности ρ вдоль силовой линии при $L = 5$, $\omega/\Omega_0 = 0,5$ [67]. Величина критической амплитуды $E_c = 0,58$ мВ m^{-1} . Кривые a и b соответствуют докритической ($E = 0,2$ мВ m^{-1}) и надкритической ($E = 2$ мВ m^{-1}) амплитудам ионно-циклотронных волн. Условия применимости и возможные приложения теории к физике УНЧ-волн в диапазоне Pc1 обсуждаются в работах [63–66].

3.2. Ускорение полярного ветра волнами Альвена

В полярных областях дует сильный ветер, выносящий ионосферную плазму на периферию магнитосферы [69, 70]. С физической точки зрения полярный ветер во многом подобен солнечному ветру [71]. Теория предсказывает заметный вклад волн Альвена в ускорение ионов солнечного ветра [72]. Естественно предположить, что аналогично обстоит дело с ионами полярного ветра при появлении волн Альвена в уходящем вверх сверхзвуковом потоке [73].

Покажем в рамках простой модели, что пондеромоторные силы, возникающие при появлении волн в потоке, повышают скорость в критической точке и понижают высоту этой точки. Далее, с известными оговорками относительно применимости модели можно утверждать, что в полярном ветре пондеромоторное ускорение

плазмы нарастает вниз по течению. (Напомним, что по классической теории солнечного ветра [71] ускорение убывает вниз по течению.) Наконец, дополнительное предположение о поперечной локализации волнового поля приводит к представлению о формировании в потоке тонких и длинных волокон с повышенной скоростью и пониженной плотностью плазмы.

Для описания пондеромоторной модификации полярного ветра под воздействием волн Альвена будем использовать уравнения Эйлера

$$u_i \nabla_{\parallel} u_i = -\frac{T}{m_i} \nabla_{\parallel} \ln N_i + \frac{e_i}{m_i} E_{\parallel} + g_{\parallel} + A_{\parallel}, \quad (37)$$

уравнения непрерывности

$$\nabla_{\parallel} B^{-1} N_i u_i = 0 \quad (38)$$

и условие квазинейтральности

$$\sum e_i N_i = eN. \quad (39)$$

Здесь u_i — скорость движения ионов вдоль геомагнитных силовых линий, N_i — концентрация ионов, индекс $i = 1, 2, \dots$ отмечает сорт ионов с данным отношением заряда e_i к массе m_i , N — концентрация электронов, T — температура плазмы, E_{\parallel} — амбиполярное электрическое поле, A_{\parallel} — пондеромоторное ускорение, усредненное по периоду волны. Предполагается, что $\max \{u_i\} \ll c_A$, где $c_A = (4\pi\rho)^{-1/2} B$ — скорость Альвена, $\rho = \sum m_i N_i$ — плотность плазмы. В дальнейшем считаем все ионы положительными и однозарядными ($e_i = e$).

Пренебрегая инерцией электронов, имеем

$$E_{\parallel} = -\frac{T}{e} \nabla_{\parallel} \ln N. \quad (40)$$

Далее учтем, что скорость волн много больше скорости течения плазмы и пренебрежем эффектом Доплера в выражении для пондеромоторного ускорения:

$$A_{\parallel} = \left(\frac{c}{B}\right)^2 \left(\frac{1}{2} \nabla_{\parallel} E_{\perp}^2 - \frac{E_{\perp}^2}{B} \nabla_{\parallel} B\right). \quad (41)$$

Здесь E_{\perp} — амплитуда колебаний электрического поля в волне Альвена. Чтобы согласовать структуру волнового поля с пространственным распределением ионов, которое само зависит от этой структуры, воспользуемся соотношением

$$\nabla_{\parallel} E_{\perp}^2 = E_{\perp}^2 \nabla_{\parallel} \ln \frac{B^2}{\sqrt{\rho}}. \quad (42)$$

Оно выполняется для бегущих волн Альвена в ВКБ-приближении [38]. (О проблеме самосогласования в случае стоячих волн см. в [74].) После этого (37) можно записать следующим образом [73]:

$$u_i \nabla_{\parallel} u_i = -c_i^2 \nabla_{\parallel} \ln N N_i + G_{\parallel}. \quad (43)$$

Здесь $c_i = (T/m_i)^{1/2}$, $G_{\parallel} = A_{\parallel} + g_{\parallel}$ и

$$A_{\parallel} = -\left(\frac{cE_{\perp}}{2B}\right)^2 \nabla_{\parallel} \ln \rho. \quad (44)$$

Замкнутая самосогласованная система (38), (39), (42)–(44) описывает пондеромоторное перераспреде-

ние ионов вдоль геомагнитных силовых линий под воздействием бегущих волн Альвена. Положим $A_{\parallel} = \nabla_{\parallel} \phi$, где пондеромоторный потенциал

$$\phi = \left(\frac{cE_{\perp 0}}{B_0}\right)^2 \left(\frac{\rho_0}{4\rho}\right)^{1/2}, \quad (45)$$

и аналогично $g_{\parallel} = \nabla_{\parallel} \varphi$. Гравитационный потенциал равен $\varphi = \kappa M_{\oplus}/r$, где κ — гравитационная постоянная, M_{\oplus} — масса Земли, r — геоцентрическое расстояние. Здесь $E_{\perp 0}$, B_0 и ρ_0 — значения величин в некоторой точке на данной силовой линии. (Например, это может быть точка, в которой произведены наблюдения с помощью ИСЗ.) С учетом (38) находим интегралы движения

$$\frac{u_i^2}{2} + c_i^2 \ln N N_i - \psi = \text{const}, \quad (46)$$

$$B^{-1} N_i u_i = \text{const}, \quad (47)$$

дающие в неявном виде решение задачи. Здесь $\psi = \phi + \varphi$.

Анализ уравнений (46), (47) сильно упрощается в статическом пределе, а также в случае плазмы, содержащей один сорт ионов. Статические решения представляют определенный интерес в физике магнитосферы. Однако надо иметь в виду, что над полярной шапкой дует анабатический ветер, уносящий ионосферную плазму в геомагнитный хвост. Поэтому сосредоточим внимание на стационарном потоке однокомпонентной плазмы. Над полярной шапкой силовые линии магнитного поля направлены почти радиально, так что положим $\nabla_{\parallel} = d/dr$. Удобно ввести безразмерные величины $z = r/r_0$, $w = u/u_0$, $s = c_s/u_0$, $\varepsilon = c_E/u_0$, $\gamma = \kappa M_{\oplus}/r_0 u_0^2$. Здесь $c_s = (2T/m_i)^{1/2}$, $c_E = cE_{\perp 0}/2B_0$, $u_0 = u(r_0)$, $E_{\perp 0} = E_{\perp}(r_0)$, $B_0 = B(r_0)$. Запишем уравнение Бернулли в этих обозначениях:

$$\frac{w^2}{2} - s^2 \ln w - 2\varepsilon^2 w^{1/2} z^{3/2} = \frac{\gamma}{z} + 3s^2 \ln z + \text{const}. \quad (48)$$

Третий член в левой части учитывает влияние пондеромоторных сил на поток.

Нас интересуют решения уравнения Бернулли, описывающие полярный ветер, т.е. монотонно растущие решения $w(z)$, проходящие через критическую точку $w_c(z_c)$. Нетрудно убедиться, что

$$z_c w_c^2 = \frac{\gamma}{3}, \quad w_c^2 - s^2 = \varepsilon^2 w_c^{1/2} z_c^{3/2}. \quad (49)$$

Теперь совместим r_0 с положением критической точки r_c . Тогда $z_c = 1$, $w_c = 1$, $\gamma = 3$, $s^2 + \varepsilon^2 = 1$, причем $0 \leq \varepsilon \leq 1$. Возвращаясь к старым обозначениям, находим

$$u_c = (c_s^2 + c_E^2)^{1/2}, \quad r_c = \frac{\kappa M_{\oplus}}{3(c_s^2 + c_E^2)}. \quad (50)$$

Мы видим, что при появлении в полярном ветре бегущих волн Альвена ($c_E \neq 0$) скорость в критической точке повышается, а высота этой точки понижается независимо от того, распространяются волны к Земле или от Земли.

Рассмотрим, как под воздействием волн Альвена меняется скорость полярного ветра выше критической точки. Воспользуемся соотношением $s^2 + \varepsilon^2 = 1$ и с помощью уравнения Бернулли найдем радиальную

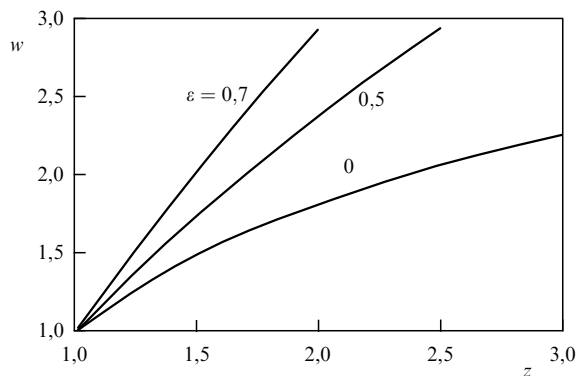


Рис. 9. Зависимость скорости полярного ветра от расстояния без волн ($\varepsilon = 0$) и с волнами в потоке ($\varepsilon = 0,5$, $\varepsilon = 0,7$). Использованы безразмерные величины (см. текст).

зависимость скорости $w(z)$ в неявном виде:

$$\frac{w^2}{2} - (1 - \varepsilon^2) \ln w - 2\varepsilon^2 \sqrt{w} z^{3/2} = \frac{3}{z} + 3(1 - \varepsilon^2) \ln z - 2\varepsilon^2 - \frac{5}{2}. \quad (51)$$

На рисунке 9 показаны функции $w(z)$ при различных значениях ε . Напомним, что $0 \leq \varepsilon \leq 1$. При $\varepsilon = 0$ волны в потоке отсутствуют и ускорение ветра замедляется с удалением от Земли. В асимптотике ускорение $w dw/dz$ стремится к нулю как $1/z$ при $\varepsilon = 0$. Интересен противоположный предельный случай $\varepsilon = 1$. Он соответствует холодному ветру, индуцированному волнами Альвена [73]. В этом случае ускорение нарастает с удалением от Земли: $w dw/dz \propto z$ (см. (51) при $\varepsilon = 1$). Понятно, что в реальной магнитосфере условия применимости теории будут нарушены при достаточно больших z . В частности, с удалением от Земли рано или поздно будут нарушены условия малости скорости ионов по сравнению со скоростью Альвена, малости частоты волны по сравнению с гирочастотой ионов и т.д.

Для полноты картины кратко обсудим вопрос о поперечной структуре полярного ветра. Допустим, что пучок альвеновских волн сосредоточен в трубке, образованной силовыми линиями магнитного поля. Скорость течения u_{in} в этой трубке выше, чем скорость u_{out} в основном потоке, а концентрация плазмы N_{in} ниже, чем N_{out} . С удалением от Земли контраст между u_{in} и u_{out} нарастает, поскольку u_{out} увеличивается с расстоянием логарифмически, а u_{in} — степенным образом (см. рис. 9). По той же причине углубляется яма в поперечном распределении плотности плазмы. Таким образом, в потоке полярного ветра возникает струйное течение с пониженной плотностью. Перепад $\Delta N = N_{out} - N_{in}$ можно оценить по формуле

$$\Delta N \sim \left(\frac{c_E}{c_s} \right)^2 N_{out}, \quad (52)$$

где $c_E = cE_{\perp}/2B$.

Глубокие и узкие провалы плотности плазмы в местах локализации интенсивных волн Альвена наблюдались над высокоширотной ионосферой с помощью ИСЗ Viking и Freja (см., например, [75–77]). Представ-

ленная картина позволяет понять происхождение таких провалов. Для иллюстрации рассмотрим конкретный пример. Пролетая в зоне сияний на высоте 1500 км, спутник Freja зарегистрировал в диапазоне Pc1 поперечные колебания с амплитудой $E_{\perp} = 10^2$ мВ м⁻¹, причем $B = 0,3$ Гс, $c_s = 2 \times 10^5$ см с⁻¹ [77], что по формуле (52) дает $\Delta N \sim 0,7N_{out}$. Эта оценка вполне соответствует наблюдениям.

3.3. Ангармонизм колебаний Альвена

В магнитосфере наблюдается весь набор классических нелинейных эффектов — ангармонизм, комбинационные частоты, самосжатие волновых пакетов, самофокусировка волновых пучков и многое другое [1, 4, 8, 14]. Например, усредненная по периоду и квадратичная по амплитуде пондеромоторная сила стоячей волны Альвена действует таким образом, что плазма выталкивается из узлов и сгребается к пучностям электрического поля. В результате возникают специфические эффекты ангармоничности колебаний [74]. Интересно отметить следующее наблюдение. Перепад плотности ρ между узлами и пучностями составляет

$$\frac{\rho_{max}}{\rho_{min}} = \exp \left(\frac{Ec}{2Bc_s} \right)^2, \quad (53)$$

где E — амплитуда колебаний электрического поля [78]. Мы видим, что при конечных значениях E и близких к нулю значениях скорости звука c_s возникает экспоненциально большое возмущение плотности. Это обстоятельство приводит к парадоксальному выводу о том, что в холодноплазменном приближении ($c_s = 0$) линейная теория стоячих волн Альвена, которая широко используется в литературе для расчета спектра МГД-колебаний магнитосферы, строго говоря, неприменима.

В магнитосфере стоячие волны с узлами на ионосфере наблюдаются в виде так называемых резонансов Альвена, которые представляют собой вынужденные колебания магнитных оболочек, возбуждаемые сторонними источниками [79, 80]. В диапазоне Pc3 (периоды 10–45 с) резонансы Альвена возбуждаются магнитозвуковыми волнами, проникающими в магнитосферу из межпланетной среды [13, 78], а в диапазоне Pc4 (45–150 с) — поверхностными волнами Кельвина–Гельмгольца, бегущими по магнитопаузе [80]. По аналогии с нелинейным механическим осциллятором [81] можно было бы предположить, что ангармоничность, возникающая в результате пондеромоторного перераспределения плазмы между узлами и пучностями стоячей волны, должна проявляться в зависимости периода колебаний T от амплитуды E , но это не так, поскольку резонансы Альвена являются несобственными колебаниями магнитных оболочек. Спектр колебаний непрерывно зависит от параметра L , равного геоцентрическому расстоянию до экватора магнитной оболочки в единицах радиуса Земли. Допустим, магнитосфера подвержена воздействию внешней силы, осциллирующей с периодом T . В таком случае резонировать будет оболочка с параметром $L_{res}(T)$ и справедливо соотношение

$$T \propto L_{res}^4 \sqrt{\rho} \quad (54)$$

между T , L_{res} и плотностью плазмы на экваторе магнитной оболочки ρ [6, 82]. Пондеромоторное возмущение плотности плазмы пропорционально интенсивности

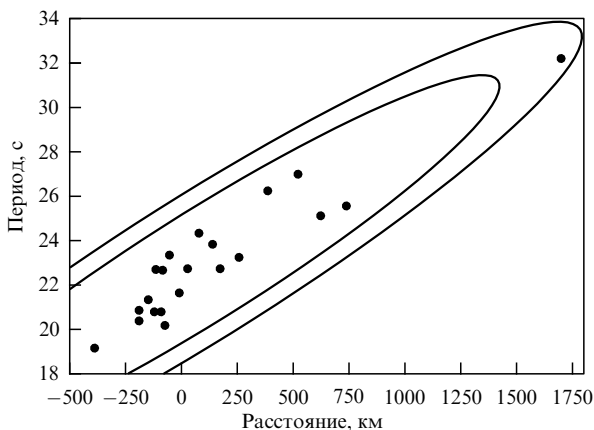


Рис. 10. Зависимость периода колебаний Pc3 от расстояния вдоль меридиана до колеблющейся магнитной оболочки. Внутренний (внешний) эллипс ограничивает область, в которую новая экспериментальная точка попадет с вероятностью 0,95 (0,99).

колебаний: $\delta\rho \propto E^2$ [74, 83]. С учетом (54) имеем

$$\frac{\delta L_{\text{res}}}{L_{\text{res}}} = - \left(8 + \frac{\partial \ln \rho}{\partial \ln L} \right)^{-1} \frac{\delta \rho}{\rho} \quad (55)$$

при заданном периоде T вынуждающей силы. Здесь δL_{res} — пондеромоторное смещение резонирующей магнитной оболочки. Таким образом, в магнитосфере специфика ангармоничности стоячих волн Альвена состоит в том, что от амплитуды зависит не период колебаний, а положение резонирующей магнитной оболочки, определяемое параметром L_{res} . Формально представим эту зависимость в следующем виде:

$$L_{\text{res}}(T, E) = L_{\text{res}}(T, 0) (1 + \alpha E^2 + \dots) \quad (56)$$

Здесь α — коэффициент нелинейности стоячих волн Альвена. Можно показать, что $\delta\rho < 0$ ($\delta\rho > 0$) в случае узла (пучности) колебаний на экваторе и, соответственно, $\alpha > 0$ ($\alpha < 0$), если $|\partial \ln \rho / \partial \ln L| < 8$.

Формула (56) была использована в работе [78] при попытке обнаружить ангармоничность колебаний магнитосферы по данным наземного наблюдения колебаний Pc3. На рисунке 10 приведена широтная зависимость периода колебаний T . По горизонтальной оси отложено расстояние x от реперной точки $x = 0$, расположенной на геомагнитной широте $\phi_0 = 44^\circ \text{ N}$, до колеблющейся магнитной оболочки. В приближении дипольной магнитосферы параметр L_{res} выражается через x следующим образом:

$$L_{\text{res}} = \left(1 + 2 \frac{x}{R_E} \tan \phi_0 \right) \cos^{-2} \phi_0 \quad (57)$$

На рисунке видно, что период увеличивается с расстоянием, как это и предсказывает теория, причем связь между x и T весьма тесная (коэффициент корреляции равен 0,9). Связь между x и амплитудой горизонтальной компоненты магнитного поля колебаний H оказалась значительно слабее. Все же статистически удалось установить, что величина $\delta x / \delta H$, характеризующая ангармонизм колебаний, отлична от нуля с большой долей вероятности. В трехчасовом сеансе измерений, результат которого показан на рис. 10, амплитуда колебаний изменялась случайным образом от 0,15 до 0,8 нТл при

среднем значении 0,4 нТл. По ориентировочной оценке $\delta x / \delta H \sim 300 \text{ км нТл}^{-1}$.

Насколько известно, до сих пор не предпринималось попыток использовать ИСЗ для того, чтобы обнаружить экваториальную аномалию пространственного распределения плазмы в магнитосфере, связанную с возбуждением резонансов Альвена. Между тем, теория определенно указывает на вероятное существование такой аномалии даже при умеренной амплитуде колебаний Pc3-4. Рассмотрим, например, основную гармонику тороидальных колебаний магнитосферы. В этом случае пучность электрических колебаний располагается на экваторе и здесь следует ожидать появления максимума плотности ρ , если амплитуда колебаний превышает критическое значение [74]:

$$E > E_c \approx \frac{M_E g_E^{1/2}}{L^{7/2} R_E^{5/2} c} \quad (58)$$

Здесь M_E — магнитный момент Земли. При $L = 5$ имеем довольно низкий порог $E_c \approx 1 \text{ мВ м}^{-1}$. Вызывает удивление, что экваториальный максимум плотности плазмы до сих пор не обнаружен прямыми наблюдениями.

3.4. Ионно-циклотронный резонатор

Ионно-циклотронные волны относятся к той же ветви дисперсионной кривой, что и волны Альвена [60, 68]. Существование стоячих альвеновских волн, о которых шла речь в предыдущем разделе, доказано многочисленными наблюдениями в магнитосфере с помощью спутников и на земной поверхности с помощью сетей магнитометров (см., например, [4, 6, 82]). Естественно возникает вопрос и о существовании стоячих ионно-циклотронных волн. Понятно, что бегущая ионно-циклотронная волна (распространение таких волн в магнитосфере не вызывает сомнения, см. [8]) может быть представлена как суперпозиция стоячих волн, но здесь имеется в виду другое. Речь идет о существовании ионно-циклотронных резонаторов. Пока что на этот счет есть только наводящие теоретические соображения, но вопрос заслуживает внимания. Во-первых, модель ионно-циклотронного резонатора (ИЦР) обладает интересными спектральными свойствами [84]. Во-вторых, гипотеза [11, 85] о существовании ИЦР в экваториальной зоне магнитосферы позволяет естественным образом объяснить глубокую 11-летнюю модуляцию активности волн Pc1 [58, 86].

Чтобы пояснить идею ИЦР, напомним свойства альвеновской ветви дисперсионной кривой. В плазме, содержащей несколько сортов ионов с различными отношениями заряда к массе, эта ветвь имеет нули и полюсы квадрата показателя преломления n^2 . Между соседним нулем и полюсом располагается полоса непрозрачности. Допустим, что частота волны фиксирована, волна распространяется вдоль магнитного поля, причем его величина монотонно уменьшается в направлении распространения. Последовательности "полюс — полоса непрозрачности — нуль" будут чередоваться в пространстве. В свое время высказывалась идея о том, что из-за отражения волн образуется резонатор между нулем и полюсом n^2 , но этого произойти не может, поскольку полюс полностью поглощает волны. Отражение возможно между двумя нулями, однако двух смежных

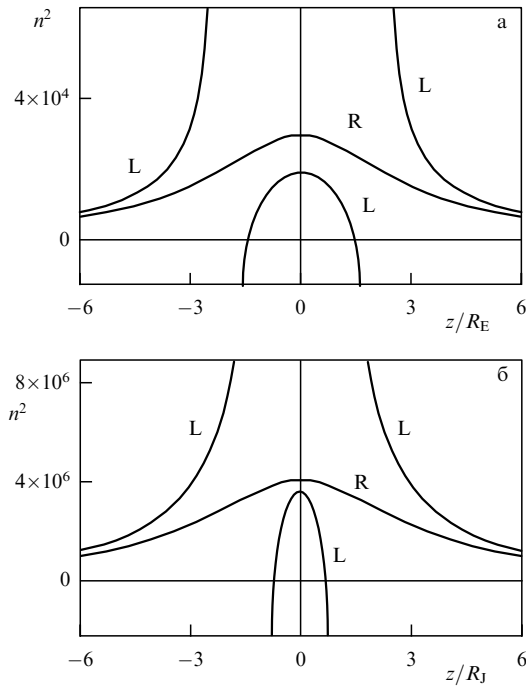


Рис. 11. Квадрат показателя преломления волн левой (L) и правой (R) круговой поляризации вдоль силовых линий дипольного магнитного поля Земли (а) и Юпитера (б).

нулей не появляется в монотонно изменяющемся магнитном поле. В магнитосфере монотонность нарушена в окрестности экватора и здесь может существовать ИЦР [85]. При некоторых условиях два смежных нуля показателя преломления располагаются по разные стороны от экватора, как это видно на рис. 11. Графики рассчитаны при значении параметра Мак-Ильвейна, равном 6. Координата z отсчитывается от плоскости магнитного экватора вдоль силовой линии. Ионно-циклотронные волны имеют левую (L), а магнитозвуковые правую (R) круговую поляризацию. Рисунок 11а соответствует волнам с относительной частотой $\omega/\Omega_{H^+} = 0,1$ в земной магнитосфере; была принята следующая модель состава плазмы: H^+ — 96%, He^+ — 2% и O^+ — 2%, $N = 3,12 \text{ см}^{-3}$. На рисунке 11б приведены дисперсионные кривые для типичных условий в магнитосфере Юпитера при $\omega/\Omega_{H^+} = 0,0183$. Состав плазмы следующий: H^+ — 5%, O^+ — 70%, S^+ — 20% и SO_2^+ — 5%, $N = 4000 \text{ см}^{-3}$. В одномерной модели пространство между нулями n^2 образует высокодобротный резонатор с дискретным спектром ионно-циклотронных колебаний [84–86]. Предполагается, что ИЦР присущи планетам, обладающим атмосферой и собственным магнитным полем. В магнитосферах Меркурия и Венеры резонаторы не образуются, так как у Меркурия нет собственной атмосферы, а у Венеры — магнитного поля.

Рассмотрим волновые уравнения

$$\frac{d^2 E_{\pm}}{dz^2} + k_{\pm}^2(z, \omega) E_{\pm} = 0, \quad (59)$$

описывающие поперечные электромагнитные волны в рамках плоскостной модели с внешним магнитным полем, направленным перпендикулярно к слоям [60]. Здесь $k_{\pm} = (\omega/c)n_{\pm}$ — волновые числа, $n_{\pm}^2 = \epsilon_{xx} \pm \epsilon_{yx}$ — квадраты показателей преломления для волн левой

($E_+ = E_x + iE_y$) и правой ($E_- = E_x - iE_y$) круговой поляризации, ϵ_{xx} и ϵ_{yx} — известные выражения для компонент диэлектрической проницаемости плазмы. В малой окрестности геомагнитного экватора допустимо использовать параболическую аппроксимацию геомагнитного поля. Далее, в двухкомпонентной плазме на частотах, близких к так называемой частоте отсечки ω_z , можно использовать разложение

$$k_{\pm}^2(\omega) = \left(\frac{\partial k_{\pm}^2}{\partial \omega} \right)_{\omega=\omega_z} (\omega - \omega_z), \quad (60)$$

где $\omega_z = \Omega_2(1 + \eta)/(1 + \mu\eta)$, $\mu = m_1 e_2 / m_2 e_1$, $\eta = \rho_2 / \rho_1$, $\rho_i = m_i N_i$, N_i — концентрация ионов. Здесь $i = 1$ обозначает легкие, а $i = 2$ тяжелые ионы. На частоте отсечки $n_{\pm}^2 = 0$. (Заметим, что формула для частоты отсечки написана для случая плотной плазмы, когда $\rho \gg B^2/4\pi c^2$, $\rho = \rho_1 + \rho_2$. О ряде других ограничений см. в [86].) Наконец, удобно ввести безразмерные величины

$$\zeta = \frac{z}{(2\eta)^{1/4}} \left[\frac{3\Omega_2(1 + \eta\mu)}{c_A R_E L(1 - \mu)} \right]^{1/2}, \quad (61)$$

$$\zeta_0 = (1 + \eta\mu)(2\eta)^{1/4} \left[\frac{R_E L(\omega - \omega_z)}{3c_A(1 + \eta)(1 - \mu)} \right]^{1/2}.$$

Здесь L — параметр Мак-Ильвейна. Величины η , ω_z , Ω_2 и c_A берутся в точке $z = 0$, которую мы расположили в минимуме поля $B(z)$. После этого уравнение (59) для E_+ приобретает вид уравнения Шрёдингера для линейного гармонического осциллятора

$$\frac{d^2 E_+}{d\zeta^2} + [\zeta_0^2(\omega) - \zeta^2] E_+ = 0. \quad (62)$$

Известно, что решениями уравнения (62) являются функции параболического цилиндра

$$D_s(\sqrt{2}\zeta) = H_s(\zeta) \exp\left(-\frac{\zeta^2}{2}\right),$$

где $H_s(\zeta)$ — полиномы Эрмита, $s = (\zeta_0^2 - 1)/2$. Если $E_+ \rightarrow 0$ при $\zeta \rightarrow \pm\infty$, то $s = 0, 1, 2, \dots$ и мы приходим к уравнению $\zeta_0(\omega_s) = \sqrt{2s + 1}$, описывающему дискретный спектр ионно-циклотронных колебаний в экваториальной окрестности магнитосферы. С учетом (61) имеем

$$\omega_s = \frac{1 + \eta}{1 + \eta\mu} \left[\Omega_2 + \frac{3\sqrt{2}\eta(1 - \mu)c_A}{(1 + \eta\mu)R_E L} \left(s + \frac{1}{2} \right) \right], \quad s = 0, 1, 2, \dots \quad (63)$$

Условие исчезновения поля на бесконечности требует специальной оговорки, связанной с переходом от уравнения (59) к уравнению (62). Резонатор располагается между двумя полосами непрозрачности, как это видно на рис. 11. Поэтому условие $E_+(\zeta \rightarrow \pm\infty) \rightarrow 0$, приводящее к дискретному спектру (63), можно принять, если только каждая из полос имеет достаточно большую толщину. Для этого необходимо, чтобы относительная плотность тяжелых ионов η была достаточно велика (см. [86], где это и другие дополнительные условия подробно рассмотрены применительно к магнитосфере Земли).

Спектр (63) эквидистантный, однако по оценкам интервал между смежными линиями намного меньше частоты фундаментальной гармоники $s = 0$. Можно ожидать, что естественное уширение спектральных линий приведет к их слиянию. Собственные функции резонатора, соответствующие спектру (63), показаны на рис. 12, на котором видно, что область локализации

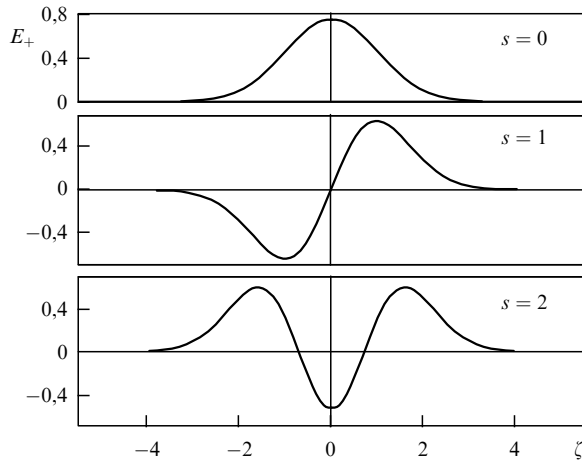


Рис. 12. Собственные функции ионно-циклотронного резонатора. Здесь s — номер гармоники. Безразмерная координата ζ отсчитывается от плоскости экватора вдоль геомагнитной силовой линии.

поля зависит от номера гармоники: чем выше номер, тем "толще" резонатор. Характерный размер резонатора можно оценить по формуле

$$\Delta z = 2\eta^{1/2} \left[\frac{c_A R_E L}{\Omega_2} \left(s + \frac{1}{2} \right) \right]^{1/2}. \quad (64)$$

По оценкам величина Δz на первых гармониках много меньше длины соответствующей силовой линии магнитного поля. Другими словами, резонатор располагается в довольно узкой экваториальной зоне.

Пондеромоторная сила F_i , действующая на ион сорта i с зарядом e_i и массой m_i в направлении силовой линии магнитного поля, равна

$$F_i = \frac{e_i^2 |E_+|^2}{4m_i \omega (\Omega_i - \omega)} \left(\frac{\partial}{\partial z} \ln |E_+|^2 - \frac{\Omega_i}{\Omega_i - \omega} \frac{\partial}{\partial z} \ln B \right). \quad (65)$$

Известно, что в однокомпонентной плазме всегда $\omega < \Omega_i$ и, следовательно, знак первого члена в правой стороне (65), который определяет направление так называемой силы Миллера, не зависит в этом случае от частоты. В многокомпонентной плазме ситуация меняется. Пусть, например, плазма состоит из легких ($i = 1$) и тяжелых ($i = 2$) ионов, причем $m_1 e_2 < m_2 e_1$. Частота ионно-циклотронной волны может быть как ниже, так и выше гирочастоты тяжелых ионов. Соответственно направления сил, действующих на легкие и на тяжелые ионы, совпадают или противоположны друг другу. Как раз последний случай имеет место в ИЦР, где $\Omega_2 < \omega < \Omega_1$. Это приводит к разделению ионов в поле стоячей ионно-циклотронной волны.

3.5. 11-летняя вариация активности волн Pc1

Pc1 наблюдаются в виде периодичной последовательности волновых пакетов с периодом повторения 2–3 мин. В рамках стандартной модели периодичность объясняется тем, что ионно-циклотронные волны возбуждаются во внешнем радиационном поясе, распространяются к Земле вдоль геомагнитных силовых линий, частично отражаются от ионосферы в магнитосопреженных областях и возвращаются в радиационный пояс, переводя его в режим самовозбуждения [1, 8, 11, 82]. По теории период повторения τ равен удвоенному времени пробега пакета волн между сопряженными областями.

Недавно стандартная модель была подвергнута критике [87]. Основным аргумент состоит в том, что на ИСЗ наблюдается тот же период повторения τ , что и на земной поверхности, хотя, казалось бы, он должен быть в 2 раза меньше. В этой связи в работе [86] предложена модификация стандартной модели. А именно, была выдвинута гипотеза о том, что волновой пакет осциллирует в ионно-циклотронном резонаторе, периодически отражаясь от точек поворота, расположенных высоко над ионосферой. Поскольку реальный резонатор является открытым, часть волновой энергии высвечивается и наблюдается на Земле в виде Pc1. На спутнике, если он не находится в узкой экваториальной зоне, будут наблюдаться волновые пакеты с тем же периодом повторения τ , что и на Земле. Теория ИЦР, изложенная в предыдущем разделе, дает следующее выражение для τ :

$$\tau = \frac{\sqrt{2} \pi (1 + \eta \mu)^2}{3(1 + \eta)(1 - \mu) \eta^{1/2}} \frac{R_E L}{c_A}. \quad (66)$$

Положим $\mu = 1/16$ (смесь ионов H^+ и O^+), $\eta = 0,2$, $L = 5$ и $c_A = 7 \times 10^7$ см s^{-1} . Тогда получим $\tau = 140$ с, т.е. типичное значение периода повторения Pc1.

Гипотеза о возбуждении Pc1 в ионно-циклотронном резонаторе позволяет решить еще одну проблему. Речь идет о глубокой модуляции частоты появления Pc1, связанной с 11-летним циклом солнечной активности. Длительными наблюдениями установлено, что активность Pc1 на порядок ниже в максимуме солнечного цикла, чем в минимуме [88–90]. До сих пор не было предложено убедительной интерпретации этой зависимости. Попытаемся понять ее в рамках теории ИЦР. Прежде всего учтем, что в минимуме солнечного цикла концентрация O^+ в магнитосфере намного ниже, чем в максимуме цикла, в то время как циклическая вариация концентрации H^+ сравнительно слабо выражена [91, 92]. Это значит, что Pc1 наиболее часто наблюдаются в те годы, когда относительная концентрации ионов кислорода на трассах распространения волн сильно понижена. Нельзя ли на этом основании предположить, что глубокая 11-летняя модуляция активности Pc1 есть просто следствие 11-летней вариации ширины полос непрозрачности? Это предположение интересно, но все же более правдоподобной представляется другая альтернатива [58].

Рассмотрим рис. 13. На рисунке 13а показаны дисперсионные кривые в случае относительно высокой концентрации ионов кислорода O^+ , как это бывает в годы максимума солнечной активности. Два нуля и два полюса показателя преломления на ветви L располагаются симметрично по обе стороны от экватора. Между нулями и смежными с ними полюсами располагаются полосы непрозрачности. Ветви L и R не пересекаются. Рисунок 13б соответствует годам минимума солнечной активности, когда относительная концентрация O^+ невелика. Положение полюсов на ветви L осталось прежним, положение нулей несколько сместилось, но если говорить о радикальном изменении общей конфигурации, то оно связано с пересечением L- и R-ветвей (на рисунке отмечено черными кружками). Не входя в детали, отметим, что пересечение ветвей способствует линейной трансформации L-волн в R-волны. Идея [58] состоит в том, что Pc1 возбуждаются в узкой зоне вблизи экватора в форме L-волн и достигают земной поверхности в форме R-волн в том и только в том случае,

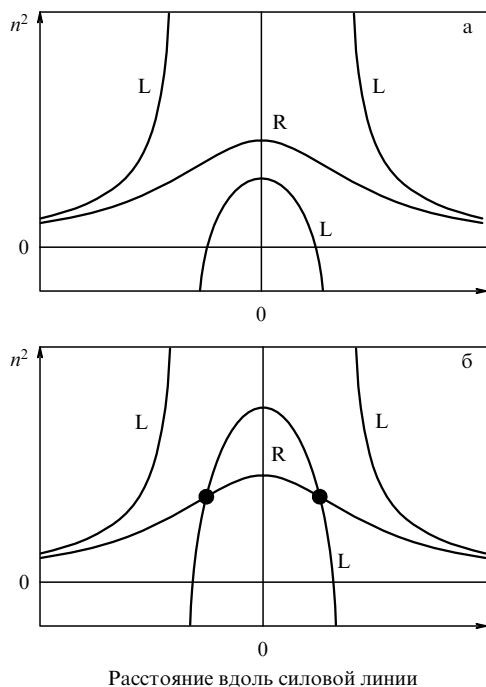


Рис. 13. Топология дисперсионных кривых в водородно-кислородной плазме (схематическое изображение) в случаях относительно высокой (а) и низкой (б) концентрации кислорода.

когда имеет место взаимное пересечение L- и R-ветвей. Понятно, что пересечение ветвей более вероятно в минимуме солнечного цикла, чем в максимуме.

На рисунке 14 показана плоскость магнитосферных параметров [58, 86]. В верхней правой части располагается запретная область, в которой пересечение ветвей отсутствует и проникновение волн из области возбуждения к Земле невозможно. Вне запретной области дисперсионные ветви пересекаются, и волны могут достичь Земли в результате частичной трансформации волн L в R. Текущее состояние магнитосферы описывается некоторой областью на плоскости параметров. Положение и конфигурация такой области изменяются с течением времени вследствие естественной вариации магнитосферных параметров. Левый и правый эллипсы на рис. 14 схематически изображают типичные состояния магнитосферы в годы низкой и в годы высокой солнечной активности. Видно, что вероятность появления Pc1 на земной поверхности, пропорциональная светлой части эллипса, выше в минимуме солнечного цикла, чем в максимуме.

4. Обсуждение

4.1. УНЧ-волны и землетрясения

Существует два направления в исследовании УНЧ-волн, возбуждаемых в земной коре. Одно из них связано с поиском и физической интерпретацией косейсмических электромагнитных сигналов. Именно это направление кратко представлено в данном обзоре. Второе направление связано с важной, но исключительно трудной проблемой краткосрочного прогноза землетрясений. После катастрофического землетрясения в Японии 17 января 1995 г. был начат активный поиск электромагнитных предвестников землетрясений в рамках крупных

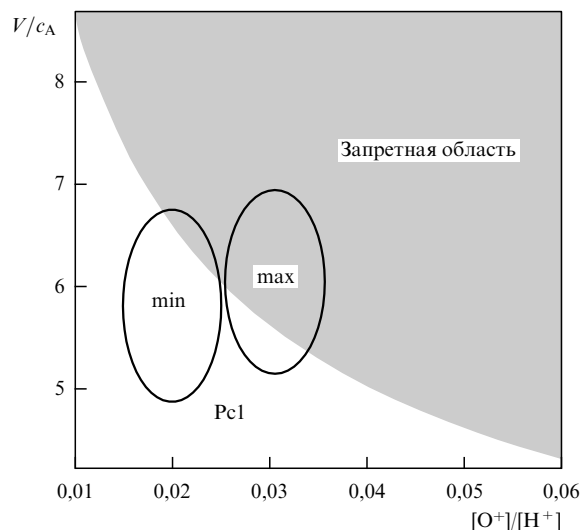


Рис. 14. Плоскость магнитосферных параметров. Здесь V — скорость резонансных протонов, ответственных за возбуждение Pc1, $[O^+]$ и $[H^+]$ — концентрации ионов кислорода и водорода. Левый (правый) эллипс показывает схематически типичное состояние магнитосферы в годы низкой (высокой) активности Солнца.

международных проектов Frontier/RIKEN и Frontier/NASDA под общим руководством Хаякавы [93, 94]. На сайте <http://uec/japanese-activity/seismo-em> можно найти статьи, опубликованные в период 2002–2006 гг. и посвященные этому направлению. Соответствующий анализ требует, вообще говоря, отдельной публикации. Здесь же ограничимся одним замечанием.

Фронт работ по исследованию предвестников исключительно широк. Создаются магнитометрические сети в сейсмоактивных регионах, совершенствуются наблюдения путем применения более чувствительных приборов, предлагаются механизмы возникновения предвестников, разрабатываются новые методы поиска, основанные на комплексном подходе к проблеме с использованием наземных и космических средств. Повышенный интерес научной общественности к этой области вполне понятен. Немалые достижения на этом пути (например, развитие магнитометрической сети вдоль Тихоокеанского побережья, запуск специализированных ИСЗ, изготовление магнитного градиометра с рекордной чувствительностью 1 фТл м^{-1}) внушают надежду на успех в деле создания достаточно эффективной службы прогноза. Но у многих вызывает беспокойство нестабильность результатов наблюдения электромагнитных сигналов, опережающих землетрясение. В литературе неоднократно отмечалось, что повышенная сложность процесса подготовки землетрясения является естественной причиной такого положения дел. В то же время известны лишь единичные работы по экспериментальному исследованию механоэлектромагнитных преобразований в земной коре в значительно более простых условиях. Речь идет об изучении электромагнитных колебаний, которые сопровождают распространение сейсмических волн (см. раздел 2.3), а также электромагнитных импульсов, возникающих в очаге при мощном движении горных пород в процессе формирования магистрального разрыва (см. раздел 2.5). Исследования такого рода не связаны напрямую с прогнозом землетрясений, но именно они в перспективе могут улучшить понимание электродинами-

ческих процессов в земной коре благодаря тому, что при наблюдении косейсмических электромагнитных колебаний известен способ возбуждения поля, а неопределенным и подлежащим тщательному изучению остается лишь механизм генерации и пространственно-временное распределение подземных электрических токов.

Серьезная проблема, которую еще предстоит решить, состоит в следующем. Уравнение генерации (6) содержит, по меньшей мере, пять феноменологических параметров. (Число параметров увеличится, если, например, более детально, чем это сделано при выводе (6), описывать пьезомагнитные свойства горных пород.) Обычно выбирают отдельные "типичные" значения параметров, но это дает лишь грубую оценку эффективности того или иного механизма. При интерпретации натуральных наблюдений необходимо, вообще говоря, знать весь набор параметров среды в окрестности точки наблюдения. Без этого нельзя разобраться в запутанной картине механо-электромагнитных преобразований, так что в значительной мере теряют смысл весьма трудоемкие работы по поиску сейсмомагнитных сигналов. Каждое наблюдение таких сигналов вызывает повышенный интерес, поскольку сейсмoeлектродинамика, как и всякая геофизическая теория, нуждается в проверке на опыте. Математически нетрудно найти формальное решение общего уравнения генерации при заданном движении среды, но ценность такого решения для интерпретации того или иного конкретного события будет невелика до тех пор, пока не определены величины феноменологических параметров среды. Недостаточное внимание к этой проблеме — одна из причин того, что электромагнитные сигналы от землетрясений обсуждаются вот уже более 100 лет (см., например, [95, 96]), однако до сих пор нет согласия среди геофизиков относительно возможности обнаружить такие сигналы на фоне помех.

Опыт практического применения методов обнаружения, кратко изложенный в разделе 2.6, свидетельствует о том, что сигналы поддаются регистрации. Это открывает перспективу использовать сейсмомагнитные наблюдения для получения некоторой дополнительной информации о структуре и динамике земной коры. При наблюдении в телесеismicкой зоне можно использовать сравнительно простой и удобный спектрально-поляризационный метод. Особенно интересны магнитные колебания, связанные с волнами Лява. Теоретически волны Лява приводят в действие три физически различных механизма генерации, но к земной поверхности проникает магнитное поле, возбужденное только инерционным механизмом. Это соображение лежит в основе метода сейсмомагнитного зондирования земной коры, предназначенного для оценки электрокинетического коэффициента K — одного из важнейших коэффициентов переноса в горных породах [29]. Дело здесь в следующем. Уравнение (1) содержит два коэффициента — электропроводность σ и коэффициент механомагнитной трансформации α , пропорциональный K [33, 35]. Информацию о σ можно получить стандартным методом магнитотеллурического зондирования. Идея сейсмомагнитного зондирования состоит в том, что при известной величине σ интерпретационный параметр $\xi = B/V$ содержит информацию о K . Здесь B и V — амплитуды магнитных и механических колебаний соответственно. Обычно K определяют путем лабораторных измерений на образцах [97–99] или оценивают теоретически по

известной формуле Гельмгольца с учетом температуры и солености воды, структуры и насыщенности порового пространства породы и т.п. В дополнение к этому полезно иметь возможность оценивать электрокинетический коэффициент для горных пород в естественном залегании путем измерения магнитного поля, ассоциированного с волной Лява.

Неопределенность места и времени землетрясения осложняет поиск магнитных сигналов из очага. В литературе описано всего несколько сигналов в эпицентральной зоне. Во всех случаях использовался метод опережающего интервала. Выше было указано на важные наблюдения во время сильных землетрясений, сделанные ранее в Японии [21] и на Камчатке [15, 53]. По крайней мере, одно из них явно свидетельствует в пользу гипотезы о преобладании инерционного механизма генерации в очаге [23]. Однако недавно появилось сообщение [100] об отсутствии видимых следов сейсмомагнитного сигнала на расстоянии 210 км от эпицентра землетрясения с магнитудой $M = 7,1$ на Сахалине. Это вызывает беспокойство, поскольку вопрос о возможности регистрировать сейсмомагнитные сигналы из очага и использовать их для изучения процессов разрушения в земной коре стоит достаточно остро. По-видимому, потребуются дополнительные усилия и время, чтобы создать эмпирическую основу для проверки той или иной гипотезы. Более быстрому накоплению материала будет способствовать анализ относительно слабых землетрясений. Опыт наблюдения на Кавказе землетрясений с магнитудами $M = 2–4$ показал, что магнитные сигналы от слабых землетрясений можно регистрировать градиентным методом на расстояниях 50–100 км от эпицентра [101].

Из сказанного напрашивается вывод о целесообразности осуществления идеи сейсмомагнитного полигона [28], предназначенного для проведения специальных методических экспериментов, конечной целью которых является измерение и сравнительный анализ совокупности параметров, от которых зависит эффективность преобразования механической энергии в энергию электромагнитного поля.

4.2. УНЧ-волны внемагнитосферного происхождения

Важным мотивом, который поддерживает интерес к физике УНЧ-волн, является наличие трудных проблем, требующих решения. Обсудим одну из таких проблем. Она связана с происхождением волн Pc3, о которых упоминалось в разделе 3.3. Это квазимонохроматические волны в диапазоне периодов 10–45 с [1]. Их называют перманентными, так как они наблюдаются практически непрерывно на обращенной к Солнцу стороне земного шара. До начала 70-х годов прошлого века ни у кого не вызывало сомнения, что волны возникают внутри магнитосферы или на ее границе. Эта точка зрения была представлена, например, в обзорах [11, 12] и в монографии [102]. Вскоре, однако, по наблюдениям на обсерватории Борок ИФЗ АН СССР удалось установить, что Pc3 имеют внемагнитосферное происхождение, т.е. проникают в магнитосферу из межпланетной среды [6, 13]. Первое время этот результат рассматривался некоторыми как спорный [82], но со временем идея о внемагнитосферном происхождении Pc3 завоевала признание, стимулировала многочисленные исследования и обсуждалась в многочисленных публикациях (см. библиографию в [1, 4]). Сущность до сих пор так и не

решенной проблемы Pc3 изложена ниже. Здесь же только отметим, что спустя десятилетия после постановки проблемы ряд авторов продолжает уточнять обнаруженные ранее эмпирические закономерности без какой-либо попытки решить саму проблему (см., например, [103, 104]).

Для проверки идеи о внемагнитосферном происхождении Pc3 было использовано то соображение, что частота Pc3 на Земле и частота МГД-волн перед фронтом магнитосферы одна и та же, если Pc3 проникают на Землю из межпланетной среды. По ряду причин сопоставлялись не эти две частоты, а частота f волн Pc3 на Земле и величина B межпланетного магнитного поля (ММП). Исследовалась корреляция между f и B , и тщательно подсчитывался коэффициент связи g по формуле

$$f = gB. \quad (67)$$

Корреляция оказалась высокой ($r = 0,78$), а измеренные значения $g = 5,8 \pm 0,3$ мГц нТл⁻¹ попали в интервал теоретической оценки [13]. Важным результатом последующих работ этого плана явилось убедительное подтверждение тесной связи f с B и определение g на основе новых данных наземных наблюдений. Оказалось, что величина g весьма стабильна. Позднее величина $g \approx 5,8$ мГц нТл⁻¹ была получена также по совокупности наблюдений на космических аппаратах в окрестностях Меркурия, Венеры, Земли и Юпитера [105]. Таким образом, коэффициент связи g универсален в том смысле, что он относительно стабилен в исключительно широком диапазоне изменения параметров обтекания планет солнечным ветром. В частности, угол ψ между ММП и направлением солнечного ветра изменяется от $\sim 20^\circ$ у Меркурия до $\sim 80^\circ$ у Юпитера. По совокупности всех известных измерений разброс g не превышает 10–20 %.

Но, казалось бы, этого быть не должно, и в этом состоит сущность проблемы. По теории [1, 13] волны перед фронтом магнитосферы распространяются вдоль силовых линий ММП. Скорость волн в сопутствующей системе отсчета на порядок меньше скорости солнечного ветра в системе отсчета, связанной с Землей. Поэтому наземный наблюдатель должен обнаружить доплеровскую зависимость типа $g \propto |\cos \psi|$. Этой зависимости обнаружить не удалось. Такое резкое несоответствие между предсказанием теории и опытом наблюдений заставляет думать, что не до конца понимается физика одного из самых распространенных видов УНЧ-волн. Необходимо признать, что до тех пор, пока не найден ответ на вопрос о причине стабильности g при вариациях ψ , теоретические оценки [13] будут по-прежнему играть роль не более чем наводящих соображений в пользу представления о внемагнитосферном происхождении Pc3. Если одно из следствий теории ($f \propto B$) согласуется, а другое ($g \propto |\cos \psi|$) не согласуется с опытом, то это значит, что теория несовершенна или просто неверна. Однако, по мнению автора, любая новая теория будет все же базироваться на идее о том, что волны Pc3 проникают в магнитосферу из межпланетной среды.

4.3. УНЧ-волны и человек

Не связана ли привлекательность ультранизкочастотных электромагнитных волн, о которой говорилось во введении, с особыми свойствами их пространственно-временной структуры? Невидимые и неслышимые, не воздей-

ствуют ли они на наше подсознание подобно тому, как на нас воздействует шелест листвы в густом лесу, океанские волны или мерцание звезд? Ведь все живое на Земле на протяжении миллионов лет испытывало на себе пусть малое, но постоянно действующее влияние геоэлектромагнитных колебаний. Вопросы такого рода время от времени обсуждаются, и каждый может иметь то или иное мнение на этот счет, но убедительного ответа пока что не знает никто.

Однако взаимоотношения человека с УНЧ-волнами имеют и более прозаические, но не менее важные аспекты. Есть сведения о воздействии геоэлектромагнитных полей на технологические системы, в особенности на протяженные коммуникации. Ланзеротти [106] сообщил об удивительном наблюдении, сделанном телеграфистами еще в XIX веке: во время мощной магнитной бури телеграфная связь то выходила из строя, то начинала действовать даже в том случае, когда источники питания были отключены. Более того, спонтанная модуляция режима работы телеграфа коррелировала с полярными сияниями, пульсирующими в диапазоне 3–30 мГц, которые в свою очередь, как теперь достоверно известно, тесно связаны с УНЧ-волнами в том же диапазоне.

Переменное геоэлектромагнитное поле, воздействуя на длинные проводники, такие, как рельсы, воздуховоды, газопроводы, нефтепроводы, оболочки длинных кабелей, воздушные провода и т.п., может вызвать и более серьезные последствия. В экстремальных условиях электромагнитная индукция способна вызвать сильный нагрев или даже искрообразование в местах плохого контакта, например во фланцах при неплотном болтовом соединении или в корродированных участках. Со всем этим можно успешно бороться, применяя специальные меры технической защиты. Но есть еще один поворот темы, открывающий, хотя и далекую, но, по-видимому, не очень благоприятную перспективу. Речь идет о немалом прессинге, который испытывает окружающая среда в результате индустриальной и другой активности человека. На фоне общего загрязнения слабая и до поры до времени почти незаметная модификация спектра геоэлектромагнитных волн кому-то покажется не стоящей внимания. Но хорошо ли мы понимаем роль естественных электромагнитных явлений в жизни людей и других организмов? Об электромагнитной экологии уже многие говорят, но знает ли кто-нибудь достоверно о механизмах действия внешнего электромагнитного поля на организм? Полагают, что со временем знание придет, но некоторые исследователи высказывают опасение — не будет ли это слишком поздно.

Четверть века тому назад Фрэнгер-Смит, говоря об антропогенной модификации УНЧ электромагнитных полей, выразил общую обеспокоенность следующими словами: "Человечество уже влияет на глобальную активность УНЧ геомагнитных колебаний. Со временем эта угроза может только нарастать" [107]. Основанием для такого суждения послужили, в частности, сообщения о связи активности волн Pc1 с работой электро- и радиотехнических устройств (см., например, [108–112]). Особо убедительным свидетельством влияния человеческой деятельности на волны Pc1 представляется так называемый "эффект выходных дней" (ЭВД), который заключается в том, что в среднем активность Pc1 испытывает недельную вариацию с максимумом в воскресенье.

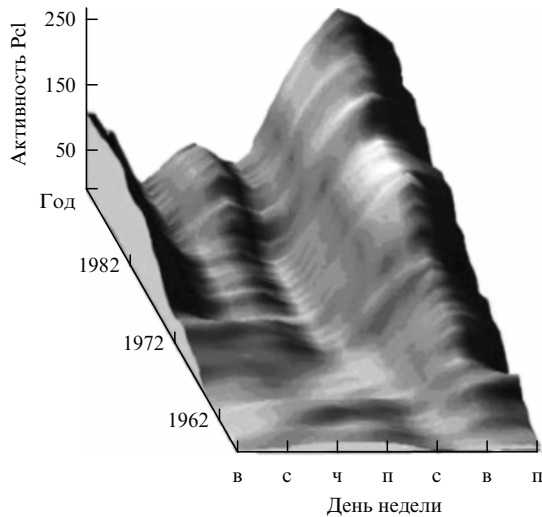


Рис. 15. Эволюция недельного цикла активности волн Pc1 (0,2–5 Гц) на обсерватории Борок ИФЗ РАН в период с 1958 по 1992 годы [115].

Фрэзер-Смит обнаружил ЭВД [108], используя для анализа данные 12 лет непрерывного наблюдения Pc1 в окрестности Сан-Франциско. Результат нуждался в независимой проверке, поскольку в литературе высказывались сомнения в реальности ЭВД и других подобных эффектов [113, 114]. В работе [115] такая проверка была сделана по данным непрерывной регистрации Pc1 в течение 35 лет на обсерватории Борок ИФЗ РАН. Колебания Pc1 наблюдались сериями продолжительностью в среднем около одного часа. В период с 1958 по 1992 годы было зарегистрировано 15000 серий общей длительностью 14500 ч.

Для выделения семидневной вариации при наличии сильных шумов, связанных с изменчивостью активности Солнца, использовался метод синхронного детектирования с шагом накопления в один год. На рисунке 15 представлен результат. Активность Pc1 характеризуется здесь продолжительностью колебаний в часах, причем для наглядности при построении рисунка устранен линейный тренд. Виден отчетливо выраженный максимум волновой активности в воскресенье. В конце 35-летнего периода накопления абсолютная высота максимума равна 2220 ч. Таким образом, судя по рисунку, размах недельной вариации активности Pc1 составляет 10–12%. Дополнительно было установлено [115], что при синхронном накоплении с периодом семь дней темп роста амплитуды вариации статистически достоверно намного превышает темп роста при накоплении с другими периодами (например, 6 и 8 дней).

Итак, видимо, нет сомнения в существовании ЭВД, а также и в том, что эффект связан с человеческой деятельностью. Однако механизм этой связи непонятен. Высказывались предположения, что излучение в магнитосферу мощных линий электропередачи и/или воздействие на ионосферу акустических шумов промышленного происхождения подавляет активность Pc1 в рабочие дни недели, но это не более чем догадки.

5. Заключение

Наиболее важным из того, что было сказано выше, является тот факт, что физика ультранизкочастотных

электромагнитных волн естественного происхождения продолжает оставаться развивающейся областью исследований. Проблематика этой области обогащается интересными задачами, требующими решения, а старые проблемы в ряде случаев получают новое освещение. Вместе с тем, как это бывает в успешно развивающейся области, имеет место некоторая тенденция обходить стороной особо трудные вопросы, которые в свое время вызывали повышенный интерес, еще недавно представлялись исключительно важными и активно обсуждались научной общественностью, но, по существу, так и остались нерешенными. Сюда относятся вопрос о происхождении Pc3 — наиболее распространенного вида УНЧ-волн и вопрос о детектировании сейсмомагнитных волн. Поиск ответов на вопросы такого рода может привести к формированию новых идей о возбуждении и распространении УНЧ-волн и о связи этих волн с другими геофизическими явлениями. Да и само по себе длительное существование нерешенных проблем нежелательно, так как оно бросает вызов нашей способности понимать физику электромагнитных волн естественного происхождения.

Выражаю глубокую благодарность Б.В. Довбне, О.Д. Зотову, Й. Кангасу, Б.И. Клайну, Р. Лундину, А.С. Потапову, К. Расселу, М. Хаякаве и Б. Цэгмеду за обсуждение проблем физики УНЧ-волн. Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (06-05-64143).

Список литературы

1. Гульельми А В *МГД-волны в околоземной плазме* (М.: Наука, 1979)
2. Weaver J T J. *Geophys. Res.* **70** 1921 (1965)
3. Guglielmi A V "Some problems in seismoelectrodynamics: A review", in *Atmospheric and Ionospheric Electromagnetic Phenomena Associated with Earthquakes* (Ed. M Hayakawa) (Tokyo: TERRAPUB, 1999) p. 931
4. Guglielmi A V, Pokhotelov O A *Geoelectromagnetic Waves* (Bristol: IOP Publ., 1996)
5. Бердичевский М Н *Электрическая разведка методом магнитотеллурического профилирования* (М.: Недра, 1968)
6. Гульельми А В, Троицкая В А *Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы* (М.: Наука, 1973)
7. Sucksdorff E *Terr. Magn. Atm. Electr. (former J. Geophys. Res.)* **41** 337 (1936)
8. Kangas J, Guglielmi A, Pokhotelov O *Space Sci. Rev.* **83** 435 (1998)
9. Птицына Н Г и др. *УФН* **168** 767 (1998)
10. Бинги В Н, Савин А В *УФН* **173** 265 (2003)
11. Troitskaya V A, Gul'el'mi A V *Space Sci. Rev.* **7** 689 (1967)
12. Троицкая В А, Гульельми А В *УФН* **97** 453 (1969)
13. Gul'el'mi A V *Space Sci. Rev.* **16** 331 (1974)
14. Guglielmi A, Pokhotelov O *Space Sci. Rev.* **65** 5 (1995)
15. Белов С В, Мигунов Н И, Соболев Г А *Геомагнетизм и аэронавигация* **14** 380 (1974)
16. Соболев Г А *Основы прогноза землетрясений* (М.: Наука, 1993)
17. Gershenzon N I, Gokhberg M B, Yunga S L *Phys. Earth Planet. Interiors* **77** 13 (1993)
18. Гульельми А В, Левшенко В Т *Докл. РАН* **329** 432 (1993)
19. Гульельми А В, Левшенко В Т *Докл. РАН* **349** 676 (1996)
20. Гульельми А В, Левшенко В Т *Физика Земли* (9) 22 (1997)
21. Iyemori T et al. *J. Geomagn. Geoelectr.* **48** 1059 (1996)
22. Гульельми А В, Левшенко В Т, Рубан В Ф *Физика Земли* (4) 91 (1999)
23. Guglielmi A, Potapov A, Tsegmed B *Phys. Chem. Earth* **29** 453 (2004)
24. Eleman F J. *Geomagn. Geoelectr.* **18** 43 (1966)
25. Гульельми А В *Геомагнетизм и аэронавигация* **26** 467 (1986)
26. Гульельми А В *УФН* **158** 605 (1989)
27. Гульельми А В, Рубан В Ф *Физика Земли* (5) 47 (1990)
28. Цэгмед Б, Гульельми А В, Потапов А С *Физика Земли* (12) 41 (2000)
29. Гульельми А В, Потапов А С, Цэгмед Б *Физика Земли* (3) 48 (2002)
30. Guglielmi A V, Potapov A S, Tsegmed B *Ann. Geophys.* **47** 171 (2004)

31. Гульельми А В *Физика Земли* (10) 109 (1992)
32. Guglielmi A V *Phys. Scripta* **46** 433 (1992)
33. Гульельми А В *Докл. РАН* **342** 390 (1995)
34. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Электродинамика сплошных сред* (М.: Наука, 1982)
35. Sgrigna V et al. *Nuovo Cimento C* **27** 115 (2004)
36. Иванов А Г *Изв. АН СССР. Сер. географ. геофиз.* (5) 699 (1940)
37. Френкель Я И *Изв. АН СССР. Сер. географ. геофиз.* (4) 133 (1944)
38. Альвен Х, Фельтхаммар К-Г *Космическая электродинамика* 2-е изд. (М.: Мир, 1967)
39. Кейлис-Борок В И, Мониин А С *Изв. АН СССР. Сер. геофиз.* (11) 1529 (1959)
40. Гульельми А В *Физика Земли* (7) 112 (1986)
41. Гульельми А В *Физика Земли* (4) 53 (1991)
42. Моисеев С С "Вмороженность магнитного поля", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 286
43. Дорман Л И "О возмущении магнитного поля при волновых и струйных течениях в проводящей среде", в кн. *Вопросы магнитной гидродинамики и динамики плазмы* Т. II (Рига: Изд-во АН ЛатвССР, 1962) с. 63
44. Гульельми А В, Левшенко В Т, Похотелов Д О *Физика Земли* (8) 18 (1996)
45. Челидзе Т Л *ЖЭТФ* **87** 635 (1984)
46. Гульельми А В *Физика Земли* (4) 75 (2002)
47. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Теория упругости* (М.: Наука, 1987)
48. Горбачев Л П, Сурков В В *Магнитная гидродинамика* **23** (2) 3 (1987)
49. Касахара К *Механика землетрясений* (М.: Мир, 1985)
50. Brune J N *J. Geophys. Res.* **75** 4997 (1970)
51. Штейнберг В В *Физика Земли* (7) 49 (1983)
52. Добровольский И П *Теория подготовки тектонического землетрясения* (М.: Ин-т физики Земли им. О.Ю. Шмидта АН СССР, 1985)
53. Гохберг М Б, Крылов С М, Левшенко В Т *ДАН СССР* **308** 62 (1989)
54. Цэгмед Б, Автореф. дисс. ... канд. физ.-мат. наук (Иркутск: Ин-т солнечно-земной физики СО РАН, 2002)
55. Guglielmi A et al. *Phys. Chem. Earth* **31** 299 (2006)
56. Гульельми А В и др. *Физика Земли* (11) 63 (2006)
57. Narang L *Terr. Magn. Atmos. Electr. (former J. Geophys. Res.)* **41** 329 (1936)
58. Guglielmi A, Kangas J "Pc1 waves in the system of solar-terrestrial relations", in *ST4.6 Pc1 Pearl Waves: Discovery, Morphology and Physics* (Geophys. Res. Abst., Vol. 8, Conveners J Kangas, A Guglielmi) (Vienna: EGU General Assembly, 2006) EGU06-A-00270
59. Альфвен Х *Космическая электродинамика* (М.: ИЛ, 1952)
60. Гинзбург В Л *Распространение электромагнитных волн в плазме* (М.: Физматгиз, 1960)
61. Питаевский Л П *ЖЭТФ* **39** 1450 (1960)
62. Гульельми А В *Физика Земли* (7) 35 (1992)
63. Guglielmi A V et al. *Astrophys. Space Sci.* **200** 91 (1993)
64. Guglielmi A V et al. *J. Geophys. Res.* **100** 7997 (1995)
65. Гульельми А В, Похотелов О А, Фейгин Ф З *Изв. вузов. Радиофизика* **39** 464 (1996)
66. Guglielmi A et al. *J. Geophys. Res.* **101** 21493 (1996)
67. Guglielmi A et al. *Earth Planets Space* **51** 1297 (1999)
68. Лифшиц Е М, Питаевский Л П *Физическая кинетика* (М.: Наука, 1979)
69. Banks P M, Holzer T E *J. Geophys. Res.* **74** 6317 (1969)
70. Schunk R W, Sojka J J *J. Geophys. Res.* **94** 8973 (1989)
71. Parker E N *Interplanetary Dynamical Processes* (New York: Wiley-Interscience, 1963)
72. Belcher J W *Astrophys. J.* **168** 509 (1971)
73. Guglielmi A, Lundin R *J. Geophys. Res.* **106** 13219 (2001)
74. Guglielmi A *J. Geophys. Res.* **102** 209 (1997)
75. Lundin R et al. *J. Geophys. Res.* **95** 5905 (1990)
76. Lundin R et al. *Geophys. Res. Lett.* **21** 1903 (1994)
77. Stasiewicz K et al. *J. Geophys. Res.* **102** 2565 (1997)
78. Guglielmi A, Lundin R "Anharmonicity of standing Alfvén waves in the magnetosphere" *Geophys. Res. Abst.* **6** 00594 (2004); SRef-ID: 1607-7962/gra/EGU04-A-00594
79. Hasegawa A, Chen L *Space Sci. Rev.* **16** 347 (1974)
80. Southwood D J *Space Sci. Rev.* **16** 413 (1974)
81. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1988)
82. Нишида А *Геомагнитный диагноз магнитосферы* (М.: Мир, 1980)
83. Allan W J *J. Geophys. Res.* **98** 1409 (1993)
84. Guglielmi A V, Potapov A S, Russell C T *Письма в ЖЭТФ* **72** 432 (2000)
85. Гульельми А В *ДАН СССР* **174** 1076 (1967)
86. Guglielmi A, Kangas J, Potapov A *J. Geophys. Res.* **106** 25847 (2001)
87. Mursula K et al. *J. Geophys. Res.* **106** 29543 (2001)
88. Матвеева Э Т *Геомагнетизм и аэрономия* **27** 392 (1987)
89. Mursula K et al. *J. Geophys. Res.* **96** 17651 (1991)
90. Kangas J et al. *Geophysica (Geophys. Soc. Finland)* **35** 23 (1999)
91. Young D T, Balsiger H, Geiss J *J. Geophys. Res.* **87** 9077 (1982)
92. Stokholm M et al. *Ann. Geophys.* **7** 69 (1989)
93. Hayakawa M *Trans. IEE Jpn. A* **121** 893 (2001)
94. Hayakawa M "Editor's note", in *Japanese Activity in Seismo Electromagnetics: Publication List 2002–2006* (Ed. M Hayakawa) (Tokyo: Univ. of Electro-Com., 2007)
95. Орлов А П *Землетрясения и их соотношения с другими явлениями природы. Заметки по поводу землетрясения 1887 года* (Казань: Изд. тип. В.М. Ключникова, 1887)
96. Bauer L A *Terr. Mag.* **XI** 135 (1906)
97. Пархоменко Э И *Явления электризации в горных породах* (М.: Наука, 1968)
98. Avellaneda M, Torquato S *Phys. Fluids A* **3** 2529 (1991)
99. Jouniaux L, Pozzi J-P "Streaming potential measurements in laboratory", in *Intern. Workshop on Seismo-Electromagnetics* (Tokyo: Univ. Electro-Communications, 1997) p. 85
100. Мигунов Н И, Соболев Г А *Физика Земли* (3) 81 (2006)
101. Гульельми А В, Левшенко В Т *Физика Земли* (5) 65 (1994)
102. Jacobs J A *Geomagnetic Micropulsations* (Berlin: Springer-Verlag, 1970)
103. Villante U et al. *Ann. Geophys.* **17** 490 (1999)
104. Villante U, Vellante M, de Sanctis G *Ann. Geophys.* **18** 1412 (2000)
105. Russell C T, Hoppo M M *Space Sci. Rev.* **34** 155 (1983)
106. Lanzerotti L J *J. Atmos. Terr. Phys.* **41** 787 (1979)
107. Fraser-Smith A C *Adv. Space Res.* **1** 455 (1981)
108. Fraser-Smith A C *J. Geophys. Res.* **84** 2089 (1979)
109. Гульельми А В и др. *Геомагнетизм и аэрономия* **18** 179 (1978)
110. Зотов О Д, Калишер А Л "Статистический анализ эффектов искусственного воздействия на ионосферу", в сб. *Воздействие мощных радиоволн на ионосферу* (Апатиты: КО АН СССР, 1979) с. 125
111. Samadani R, Fraser-Smith A C, Villard O G (Jr) *J. Geophys. Res.* **86** 9211 (1981)
112. Гульельми А В, Зотов О Д *Геомагнетизм и аэрономия* **26** 870 (1986)
113. Menk F W *J. Atmos. Terr. Phys.* **47** 713 (1985)
114. Karinen A et al. *Ann. Geophys.* **20** 1137 (2002)
115. Guglielmi A, Zotov O "Human impact on the natural geophysical phenomena: Pc1 electromagnetic activity", in *ST4.6 Pc1 Pearl Waves: Discovery, Morphology and Physics* (Geophys. Res. Abst., Vol. 8, Conveners J Kangas, A Guglielmi) (Vienna: EGU General Assembly, 2006) EGU06-A-01013

Ultra-low-frequency electromagnetic waves in the crust and magnetosphere of the Earth

A.V. Guglielmi

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, ul. B. Gruzinskaya 10, 123995 Moscow, Russian Federation
Tel. (7-495) 582-99 71. E-mail: guglielmi@mail.ru

Research on natural intra- and extraterrestrially produced electromagnetic waves with periods between 0.2 s and 600 s is reviewed. How the motion energy of rocks transforms into the energy of an alternating magnetic field is analyzed. Methods for detecting seismomagnetic signals against a strong background are described. In discussing the physics of ultra-low-frequency waves in the magnetosphere, the 11-year activity modulation of 1 Hz-range waves and ponderomotive forces affecting plasma distribution are emphasized.

PACS numbers: 91.25.Qi, **94.30.-d**, 94.30.Tz
Bibliography — 115 references

DOI: 10.3367/UFN.R0177.200712a.1257
Received 21 May 2007

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **177** (12) 1257–1276 (2007)

Physics – Uspekhi **50** (12) (2007)