

УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫЕ РЕЗОНАТОРЫ: К 80-ЛЕТИЮ ОТКРЫТИЯ ВОЛН АЛЬВЕНА

© 2023 г. А. В. Гульельми^а, *, Б. И. Клайн^б, **, А. С. Потапов^с, ***

^аИнститут физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Москва, Россия

^бГеофизическая обсерватория “Борок” филиал Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, Борок, Россия

^сИнститут солнечно-земной физики СО РАН, Иркутск, Россия

*e-mail: guglielmi@mail.ru

**e-mail: klb314@mail.ru

***e-mail: potapov@iszf.irk.ru

Поступила в редакцию 25.06.2022 г.

После доработки 25.01.2023 г.

Принята к публикации 08.02.2023 г.

Представление о волнах Альвена, введенное в науку 80 лет тому назад, сыграло большую роль в становлении и развитии космической электродинамики. Волны Альвена отличаются тем, что в каждой точке пространства вектор групповой скорости и вектор внешнего магнитного поля коллинеарны друг другу, благодаря чему волны могут переносить импульс, энергию и информацию на большие расстояния. В память о выдающемся событии мы кратко описываем два резонатора Альвена, один из которых располагается высоко над Землей, в радиационном поясе, а второй — в ионосферных слоях. Оба резонатора имеют дискретный спектр в верхней части диапазона ультранизкочастотных колебаний естественного происхождения (ориентировочно от 0.2 до 7 Гц). Особо подчеркивается теснейшая связь представления о волнах Альвена с сегодняшними проблемами электродинамики геофизических сред.

Ключевые слова: скорость Альвена, групповая скорость, геометрическая оптика, тяжелые ионы, радиационный пояс, магнитотеллурическое зондирование

DOI: 10.31857/S0320930X23040047, EDN: RECJCA

ВВЕДЕНИЕ

80 лет тому назад Н. Alfvén обнаружил существование не известных ранее электромагнитных волн. Вот как выразил это сам Alfvén в своей пионерской работе: “Thus a kind of electromagnetic-hydro-dynamic wave is produced which, so far as I know, has as yet attracted no attention” (Alfvén, 1942). Волны распространяются в плазме и в хорошо проводящей жидкости, помещенных во внешнее магнитное поле $\mathbf{B}$, причем групповая скорость волн $\mathbf{v} = d\omega/d\mathbf{k}$ параллельна или антипараллельна $\mathbf{B}$:

$$\mathbf{v} = \pm \mathbf{B} / \sqrt{4\pi\rho}. \quad (1)$$

Здесь ω — частота волны, $\mathbf{k}$ — волновой вектор, ρ — плотность среды. Знаки “+” и “−” соответствуют неравенствам $\mathbf{kB} > 0$ и $\mathbf{kB} < 0$.

Выведем формулу (1) из дисперсионного уравнения линейной электродинамики сплошных сред:

$$\text{Det}(\mathbf{n}^2\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta - \epsilon_{\alpha\beta}) = 0. \quad (2)$$

Здесь $\mathbf{n} = c\mathbf{k}/\omega$. Тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы имеет вид:

$$\epsilon_{\alpha\beta} = \begin{pmatrix} \epsilon_\perp & ig & 0 \\ -ig & \epsilon_\perp & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_\parallel \end{pmatrix}. \quad (3)$$

Здесь ось анизотропии параллельна внешнему магнитному полю (Гинзбург, 1967; Лифшиц, Питаевский, 1979). Считаем плазму идеально проводящей вдоль силовых линий внешнего магнитного поля ($|\epsilon_\parallel| \rightarrow \infty$) и пренебрежем гиротропией ($g \rightarrow 0$). Заметим, что гиротропией можно пренебречь, если $\omega \ll \min\{\Omega_i\}$, где Ω_i — гирочастота ионов, причем $\epsilon_\perp = 4\pi\rho(c/B)^2$ в этом случае. Тогда из (2) получаем $\omega = k_\parallel c_A$ для необыкновенной волны, откуда следует (1). Здесь $k_\parallel = \mathbf{kB}/|\mathbf{B}|$. Величину $c_A = B/\sqrt{4\pi\rho}$ называют скоростью Альвена (Ландау, Лифшиц, 2003).

Из свойства коллинеарности векторов $\mathbf{v}$ и $\mathbf{B}$ следует, что волны Альвена могут переносить им-

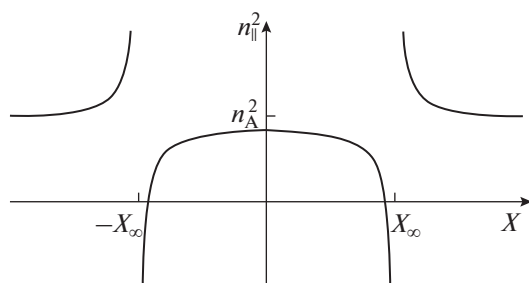


Рис. 1. Дисперсионная кривая в окрестности экватора силовой линии геомагнитного поля (см. текст).

пульс, энергию и информацию на большие расстояния. Богатейший материал наземных и спутниковых наблюдений ультранизкочастотных (УНЧ) геоэлектромагнитных волн, безусловно, подтверждает теорию Альвена. Недавние наблюдения свидетельствуют, что гелиосейсмические колебания фотосферы Солнца с несущей частотой 3.3 мГц переносятся волнами Альвена на 150 млн км и могут быть зарегистрированы на поверхности Земли (Гульельми, Потапов, 2021).

Открытие Альвена сыграло значительную роль в становлении и развитии космической электродинамики (Альвен, 1952). Мы не будем пытаться даже кратко представить колоссальную литературу, посвященную волнам Альвена. В память о выдающемся событии мы лишь кратко описываем два резонатора Альвена, один из которых располагается высоко над Землей, в радиационном поясе, а второй — в ионосферных слоях.

ПРИЭКВАТОРИАЛЬНЫЙ РЕЗОНАТОР

В приэкваториальной зоне внешнего радиационного пояса Земли плазма состоит из ионов водорода H^+ , электронов и малой примеси более тяжелых ионов, например, ионов кислорода O^+ . Покажем, что наличие в водородной плазме примесных ионов кислорода приводит к формированию резонатора Альвена высоко над Землей, в окрестности плоскости геомагнитного экватора.

Проанализируем рис. 1. На нем по вертикальной оси отложен квадрат показателя преломления для необыкновенной волны в водородно-кислородной плазме. Величина n_A равна c/c_A . По горизонтальной оси отложено расстояние от экватора вдоль силовой линии геомагнитного поля, проходящей через радиационный пояс. В точке x_∞ частота волны равна гирочастоте Ω_{O^+} ионов кислорода. Несколько левее располагается точка, в которой дисперсионная кривая пересекает горизонтальную ось. Это точка полного внутреннего отражения для волны, распространяющейся от экватора слева направо, если полоса непрозрач-

ности ($n_{\parallel}^2 < 0$) имеет достаточно большую ширину. Отраженная волна распространяется справа налево, пересекает экватор и отражается от аналогичной точки поворота, расположенной в противоположной полусфере магнитосферы. Процесс повторяется и формируется резонатор (Guglielmi и др., 2000) (см. также, Михайлова, 2017). Таким образом, теория предсказывает, что между точками отражения, расположенными высоко над Землей симметрично относительно плоскости геомагнитного экватора, располагается резонатор Альвена. Спектр колебаний резонатора имеет интересную особенность. А именно, спектральные линии эквидистантны, однако расстояние между смежными линиями много меньше фундаментальной частоты. Еще одна особенность состоит в том, что продольный размер резонатора увеличивается с ростом номера гармоники (Guglielmi и др., 2000).

ИОНОСФЕРНЫЙ РЕЗОНАТОР

Ионосфера Земли представляет собой слоистую среду с максимумом плотности плазмы в слое F2 на высоте около 300 км. Представим себе волну Альвена, которая распространяется в ионосфере северного полушария сверху вниз, и допустим, что в слое F2 выполняется приближение геометрической оптики. Волна испытывает рефракцию, но не теряет свойства направленности. Другими словами, $k_B > 0$ в указанном случае. Волна распространяется вниз и достигает слоистой структуры, состоящей из нижних слоев ионосферы, атмосферы и верхнего тонкого слоя литосферы, толщина которого порядка скин-длины. В этих слоях происходит резкое нарушение условий применимости геометрической оптики. Возникает отраженная волна, бегущая вверх ($k_B < 0$). Отраженная волна пересекает слой F2 и проникает в экзосферу. Здесь вновь нарушаются условия приближения геометрической оптики за счет того, что скорость Альвена быстро нарастает с высотой из-за экспоненциального спада плотности плазмы с удалением от Земли. Волна отражается и распространяется вниз. Цикл повторяется, и формируются стоячие волны с дискретным спектром частот. Таков механизм образования ионосферного резонатора Альвена (Ionospheric Alfvén Resonator, или, сокращенно, IAR).

Детальные теоретические расчеты и тщательные наблюдения убедительно свидетельствуют о существовании ионосферного резонатора Альвена (Беляев и др., 1987). Любопытно, что для резонатора характерно распределение спектральных линий по нечетным гармоникам. Другими словами, частоты обертонов относятся к частоте ос-

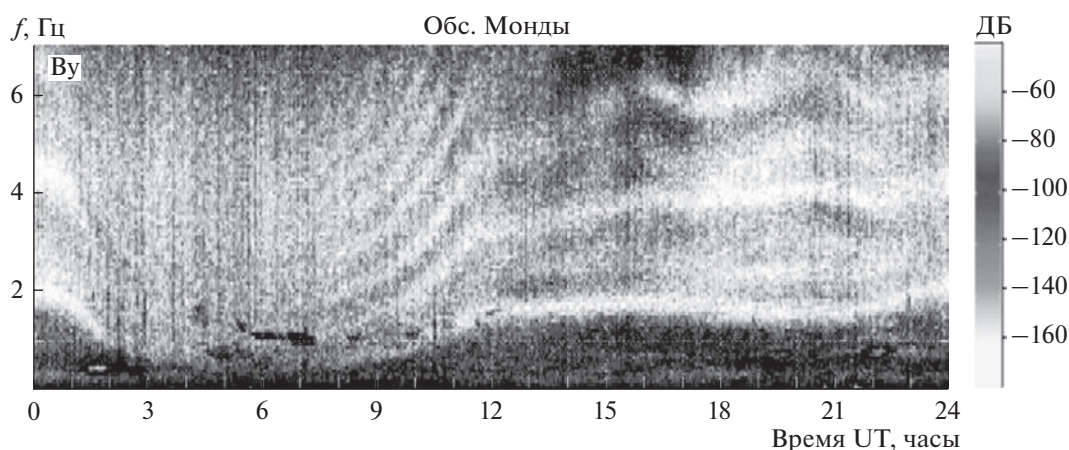


Рис. 2. Динамический спектр электромагнитных колебаний ионосферы, зарегистрированных в обсерватории Монды ИСЗФ СО РАН 12.01.2017 г.

нового тона IAR как 3, 5, 7 и так далее к 1 (Potarov и др., 2022).

Рис. 2 дает представление о структуре и динамике спектральных линий. Колебания были зарегистрированы 12.01.2017 г. в среднеширотной обсерватории Монды ИСЗФ СО РАН (52° с.ш., 101° в.д.). Мы видим ребристую структуру из набора гармоник, причем особенно отчетливо после 08 UT. Частоты гармоник плавно изменяются со временем, что естественным образом связано с суточной вариацией параметров ионосферы.

ОБСУЖДЕНИЕ

УНЧ-диапазон простирается от миллигерц до нескольких герц. Представление о двух резонаторах, кратко описанных выше, помогает понять геоэлектромагнитные колебания в верхней части диапазона, ориентировочно от 0.2 до 7 Гц. Это понимание пришло сравнительно недавно. Значительно раньше была осознана роль волн Альвена в формировании резонансных УНЧ-колебаний в нижней части диапазона, от 2 до 20 мГц (Данжи, 1961) (см. также обзор (Troitskaya, Guglielmi, 1967) и монографию (Нишида, 1980)). Интерес к длинноволновым колебаниям был, в известной степени, мотивирован тем, что их наблюдение с давних пор используется для экспериментального изучения земной коры весьма эффективным методом магнитотеллурического зондирования (МТЗ) (Wait, 1982).

В основе метода МТЗ лежит импедансное граничное условие Леонтовича:

$$\mathbf{E}_t = \zeta \mathbf{H}_t \times \mathbf{n}. \quad (4)$$

Оно приближенно выполняется на поверхности хорошо проводящих тел (Leontovich, 1948). Здесь $\mathbf{E}_t$ и $\mathbf{H}_t$ — касательные компоненты электрического и магнитного полей, $\mathbf{n}$ — внутренняя

нормаль к поверхности тела, ζ — поверхностный импеданс. Приближенный характер граничного условия Леонтовича, в сочетании с неоднородностью распределения по земной поверхности поля длинноволновых колебаний Альвена, приводит к эффекту кажущейся (фиктивной) нелинейности поверхностного импеданса, вычисленного по формуле (4). В самом деле, в теории скин-эффекта формула (4) выводится в первом приближении при разложении решения в ряд по малому параметру ζ . Во втором приближении имеем:

$$E_x = \zeta H_y + \frac{c^2 \zeta^3}{2\omega^2} \frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}, \quad (5)$$

где ось x направлена на север, ось y на восток, и для иллюстрации выбрана простейшая модель индуцирующего поля, создаваемого резонансными колебаниями магнитосферы тороидального типа. Проекция на земную поверхность магнитной оболочки, резонирующей на частоте ω , может удаляться, или приближаться к точке наблюдения вследствие нестационарности магнитосферы, а также вследствие самовоздействия стоячих волн Альвена. В результате изменяются амплитуда колебаний и величина поправочного члена в правой части формулы (5). Как следствие будет наблюдаться кажущаяся нелинейность поверхностного импеданса при проведении МТЗ в одной точке.

Паразитная нелинейность импеданса не возникает при проведении индукционного зондирования с использованием трехкомпонентных измерений на сети магнитометров, расположенных достаточно плотно в изучаемом регионе. Импеданс отыскивается как решение дифференциального уравнения:

$$A \frac{\partial \zeta}{\partial x} + B \frac{\partial \zeta}{\partial y} + C \zeta + D = 0, \quad (6)$$

коэффициенты которого $A = H_x$, $B = H_y$, $C = \partial H_x / \partial x + \partial H_y / \partial y$, $D = (i/\lambda)H_z$ определяются путем интерполяции результатов измерения. Здесь первые два члена учитывают плавные латеральные изменения импеданса. Результат зондирования не зависит от нюансов пространственного распределения длинноволновых резонансных колебаний магнитосферы.

Наше обсуждение дает возможность напомнить о трех задачах электродинамики. Прямая задача состоит в поиске электромагнитного поля при заданной структуре среды. В обратной задаче, напротив, необходимо отыскать структуру среды по известному из наблюдений электромагнитному полю. На практике, однако, мы, обычно, имеем дело со смешанной задачей (Краснушкин, Яблочкин, 1963). Обычно, кое-что известно об электромагнитном поле, а кое-что о среде. Задача состоит в оценке неизвестных параметров среды и в отыскании недостающей информации о волновом поле. Граничное условие Леонтовича (4) облегчает решение обратной задачи, если заранее известно, что тело (в частности, земная кора) обладает высокой электропроводностью. Физика УНЧ-колебаний магнитосферы дает нам дополнительную информацию о том, что индуцирующее поле во многих случаях представляет собой поле стоячей волны Альвена. Это дает возможность вносить поправки в решение обратной задачи, найденное на основе формулы (4) при производстве МТЗ — весьма мощного метода экспериментального изучения земной коры.

Заканчивая обсуждение, укажем, что описанное нами представление об УНЧ-колебаниях ионосферы позволяет поставить обратную задачу — оценить состояние плазмы выше максимума слоя F2 по данным наблюдения спектра колебаний IAR. По существу, мы также имеем здесь дело со смешанной задачей, так как используем априорную информацию о колебаниях IAR как о стоячих волнах Альвена.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Наш главный вывод состоит в том, что спустя 80 лет после открытия волны Альвена продолжают привлекать пристальное внимание исследователей ультранизкочастотных колебаний электромагнитного поля Земли. В данной статье, посвященной юбилею открытия, мы кратко описали в рамках линейной теории два резонатора Альвена. Стоит указать в заключение на обзор (Lundin, Guglielmi, 2006), в котором отражена богатейшая литература по теоретическому и экспериментальному исследованию нелинейности волн Альвена.

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 22-27-00280, <https://rscf.ru/project/22-27-00280>.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альвен Х. Космическая электродинамика. М.: ИЛ, 1952. 260 с.
- Беляев П.П., Поляков С.В., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. Обнаружение резонансной структуры спектра атмосферного электромагнитного шумового фона в диапазоне короткопериодных геомагнитных пульсаций // Докл. АН СССР. 1987. Т. 297. С. 840–843.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 685 с.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Частотно-модулированные ультранизкочастотные волны в околоземном космическом пространстве // УФН. 2021. Т. 191. № 5. С. 475–491. <https://doi.org/10.3367/UFNr.2020.06.038777>
- Данжи Дж. Космическая электродинамика. М.: Гос. изд-во лит-ры в области атомной науки и техники, 1961. 208 с.
- Краснушкин П.Е., Яблочкин Н.А. Теория распространения сверхдлинных волн. М.: ВЦ АН СССР, 1963. 94 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Электродинамика сплошных сред. Том VIII. Теоретическая физика. Издание 4-е, стереотипное. М.: Физматлит, 2003. 656 с.
- Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Физическая кинетика. М.: Наука, 1979. 528 с.
- Михайлова О.С. Короткопериодные УНЧ-волны в многокомпонентной космической плазме. Автореф. дис. канд. физ.-мат. наук. Иркутск: ИСЗФ СО РАН. 2017. 16 с.
- Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Мир, 1980. 300 с.
- Alfvén H. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves // Nature. 1942. V. 150. P. 405–406.
- Guglielmi A.V., Potapov A.S., Russell C.T. The ion cyclotron resonator in the magnetosphere // JETP Letters. 2000. V. 72. № 6. P. 298–300.
- Leontovich M. On the approximate boundary conditions for the electromagnetic field on the surface of well conducting bodies // Investigations on Propagation of Radio Waves / Ed. Vvedenskii B.A. Moscow, Leningrad: AN SSSR, 1948. V. 2. P. 5–10.
- Lundin R., Guglielmi A. Ponderomotive forces in Cosmos // Space Sci. Rev. 2006. V. 127. № 1–4. P. 1–116. <https://doi.org/10.1007/s11214-006-8314-8>
- Potapov A.S., Guglielmi A.V., Klain B.I. Discrete spectrum of ULF oscillations of the ionosphere // IEEE Transact. Geosci. and Remote Sensing. 2022. V. 60. id. 4600505. <https://doi.org/10.1109/TGRS.2021.3092738>.
- Troitskaya V.A., Guglielmi A.V. Geomagnetic micropulsations and diagnostics of the magnetosphere // Space Sci. Rev. 1967. V. 7. № 5/6. P. 689–769.
- Wait J.R. Geo-Electromagnetism. New York: Acad. Press, 1982. 268 p.