

УДК 550.385.37

ТРИ НЕРЕШЕННЫЕ ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ МАГНИТОСФЕРНЫХ ВОЛН $Pc1$

© 2015 г. А.В. Гульельми

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

Проведен анализ открытых проблем физики ультранизкочастотных электромагнитных волн $Pc1$, известных также под названием “жемчужины” (диапазон частот 0.2–5 Гц). Ряд теоретических проблем возник потому, что стандартная модель возбуждения и распространения волн в магнитосфере, основы которой были заложены полвека тому назад, неспособна объяснить данные наблюдений. В статье эти проблемы сформулированы и рассмотрены в контексте общей физики геоэлектромагнитных волн.

Рассмотрена также одна дополнительная проблема экспериментального характера. Её сущность состоит в том, что наблюдения свидетельствуют в пользу представления о слабом антропогенном воздействии на режим колебаний $Pc1$, однако трудности интерпретации наблюдений указывают на необходимость дополнительного экспериментального исследования.

Ключевые слова: магнитосфера, радиационный пояс, режим самовозбуждения, ультранизкочастотные волны, ионно-циклотронный резонатор.

Введение

Ультранизкочастотные электромагнитные волны $Pc1$, известные под названием “жемчужные ожерелья”¹ или “жемчужины”, которые спорадически возбуждаются в магнитосфере, а точнее во внешнем радиационном поясе в диапазоне частот 0.2–5 Гц [Troitskaya, Guglielmi, 1967; Троицкая, Гульельми, 1969], были обнаружены более 70 лет назад Э. Саксдорфом на обсерватории Соданкюля в Финляндии [Sucksdorff, 1936] и Л. Харангом на обсерватории Тромсё в Норвегии [Harang, 1936]. В 2006 г. по инициативе проф. Йормы Кангаса (Университет Оулу, Финляндия) и автора данной статьи на Генеральной ассамблее Европейского геофизического союза (Австрия, Вена) была проведена специальная сессия “ $Pc1$ Pearl Waves: Discovery, Morphology and Physics”, посвященная 70-летию этого открытия. Сессия вызвала вполне объяснимый интерес, поскольку волны $Pc1$ играют важную роль в системе солнечно-земных связей [Guglielmi, Kangas, 2007].

Теория волн $Pc1$ базируется на достижениях магнитной гидродинамики [Альвен, Фельтхаммар, 1967] и общей теории электромагнитных волн в плазме [Гинзбург, 1960]. Ранняя история теоретического осмысления опытных фактов относится к первой половине 60-х годов прошлого века, когда К. Янагихара, Л. Тэпли и Дж. Корнвел предложили основные элементы так называемой стандартной модели их возбуждения и распространения [Yanagihara, 1963; Cornwall, 1965; Tepley, 1965]. Кратко предложенная модель может быть описано следующим образом (см., например, [Kangas, Guglielmi, Pokhotelov, 1998]).

Волны $Pc1$ представляют собой электромагнитные волны, которые спорадически возникают во внешнем радиационном поясе Земли в результате ионно-циклотронной

¹ В англоязычной литературе “*pearl necklace*” по терминологии Э. Саксдорфа [Sucksdorff, 1936].

неустойчивости и в виде волн Альвена распространяются в магнитосфере вдоль геомагнитных силовых линий, проникая через ионосферу к поверхности планеты. Частично отражаясь от ионосферы в магнитосопреженных областях, волны возвращаются в радиационный пояс, переводя его в режим самовозбуждения. На ионосферных высотах волны Альвена частично трансформируются в магнитозвуковые, которые распространяются вдоль земной поверхности на большие расстояния в так называемом ионосферном МГД волноводе. Доминирующим фактором в возбуждении и распространении волн $Pc1$ является воздействие солнечного ветра на магнитосферу, а также влияние ультрафиолетового и рентгеновского излучений Солнца на ионосферу.

Стандартная модель волн $Pc1$ с некоторыми вариациями широко используется и в настоящее время. Между тем, к концу 60-х годов прошлого века были обнаружены три проблемы теоретического характера [Гульельми, 1967, 1971] (см. также [Гульельми, Троицкая, 1973; Гульельми, Потапов, 2012]). Оказалось, что стандартная модель неспособна объяснить стабильную дискретность волн $Pc1$, проявляющуюся в том, что эти волны имеют вид квазипериодической последовательности волновых пакетов. С проблемой дискретности тесно связан нерешенный до сих пор вопрос о режиме самовозбуждения радиационного пояса Земли. Квазилинейная теория ионно-циклотронной неустойчивости предсказывает мягкий режим самовозбуждения, в то время как дискретность рассматриваемых волн косвенно указывает на жесткое самовозбуждение. Предлагавшиеся до сих пор феноменологические модели жесткого самовозбуждения не вполне удовлетворительны.

Еще одна проблема возникла при попытке учета в рамках стандартной модели многоионного состава магнитосферной плазмы. Спутниковые наблюдения свидетельствуют о наличии в магнитосфере протонов и α -частиц солнечного происхождения, а также ионов кислорода ионосферного происхождения. Первая особенность данной проблемы состоит в том, что при распространении в многокомпонентной плазме волна Альвена должна пересечь ряд полос непрозрачности; вторая связана с предсказанием теории о существовании в магнитосфере ионно-циклотронного резонатора, роль которого в формировании спектра волн $Pc1$ до сих пор не установлена.

Вообще говоря, появление проблем в процессе исследования свидетельствует о нормальном развитии представлений о волнах в магнитосфере. Однако, поскольку проблемы остаются открытыми столь длительное время, целесообразно обратить на них особое внимание. Долгое существование нерешенных проблем нежелательно, так как оно бросает вызов нашей способности понимать физику электромагнитных волн естественного происхождения. В данной статье представлен анализ трех вышеназванных теоретических проблем.

1. Проблема самовозбуждения

Проблему самовозбуждения обсудим в рамках феноменологической теории Ландау, введя параметр порядка ε и управляющий параметр Λ . Основное уравнение теории имеет вид

$$\frac{d\varepsilon}{dt} = 2\Gamma\varepsilon. \quad (1)$$

Входящий в это уравнение нелинейный инкремент равен

$$\Gamma(\Lambda, \varepsilon) = \gamma(\Lambda) - \alpha\varepsilon, \quad (2)$$

где α – постоянная Ландау [Ландау, Лифшиц, 1988]; $\gamma(\Lambda)$ – линейный инкремент, пропорциональный вблизи порога самовозбуждения управляющему параметру

$$\gamma(\Lambda) = \eta(\Lambda - \Lambda_c); \quad (3)$$

здесь Λ_c – критическое значение Λ ; η – коэффициент пропорциональности.

Применительно к рассматриваемой проблеме естественно выбрать параметр $\varepsilon(t)$, характеризующий текущее состояние колебательной системы, равным квадрату амплитуды волны Pc1, усредненному по периоду колебаний – $\varepsilon = \langle E^2 \rangle$. Теория ионно-циклотронной неустойчивости радиационного пояса [Cornwall, 1965] подсказывает выбор управляющего параметра $\Lambda = N(T_{\perp} / T_{\parallel} - 1)$. Здесь N – концентрация энергичных протонов, T_{\parallel} – продольная температуры протонов, T_{\perp} – поперечная. Таким образом, теория содержит три феноменологических параметра – η , Λ_c , α . Для расчета двух первых используется линейная теория; для расчета третьего – квазилинейная теория волн в плазме [Гульельми, Троицкая, 1973; Kangas, Guglielmi, Pokhotelov, 1998].

В состоянии равновесия $d\varepsilon/dt = 0$. Согласно уравнению (1) равновесие может быть неупорядоченным, когда $\varepsilon=0$, или упорядоченным, когда $\varepsilon \neq 0$ при $\Gamma(\varepsilon, \Lambda) = 0$. Важное значение имеет знак α в выражении (2) для нелинейного инкремента – при $\alpha > 0$ говорят о динамической системе с мягким самовозбуждением колебаний; при $\alpha < 0$ – с жестким.

Рассмотрим сначала случай $\alpha > 0$. В докритическом состоянии ($\Lambda < \Lambda_c$) система стабильна и колебания отсутствуют ($E=0$). При пересечении порога ($\Lambda > \Lambda_c$) магнитосфера (или, точнее, некоторая колебательная подсистема магнитосферы) совершает фазовый переход второго рода. Амплитуда колебаний пропорциональна корню из надкритичности – $E \propto \sqrt{\Lambda - \Lambda_c}$. Таким образом, система с мягким режимом самовозбуждения характеризуется неупорядоченным состоянием при $\Lambda < \Lambda_c$ и упорядоченным при $\Lambda > \Lambda_c$. Возбуждение колебаний при $\Lambda > \Lambda_c$ происходит под влиянием сколь угодно малого возмущения.

В контексте данной работы более интересен случай $\alpha < 0$. В отличие от динамической системы с мягким самовозбуждением, система с жестким самовозбуждением метастабильна в докритическом состоянии. Другими словами, она стабильна относительно бесконечно малых возмущений, но может перейти в автоколебательный режим под влиянием триггера, т.е. возмущения пусть небольшой, но конечной амплитуды.

Для анализа триггерного возбуждения метастабильной системы надо вместо формулы (2) использовать более общую формулу для нелинейного инкремента, имеющую вид

$$\Gamma(\Lambda, \varepsilon) = \gamma(\Lambda) - \alpha\varepsilon - \beta\varepsilon^2, \quad (4)$$

где $\beta > 0$ – еще один феноменологический параметр теории [Ландау, Лифшиц, 1988]. Отсюда с учетом формул (1), (3) находим, что система стабильна при $\Lambda > \Lambda'_c$, где

$$\Lambda'_c = \Lambda - \frac{\alpha^2}{2\eta\beta}. \quad (5)$$

При $\Lambda = \Lambda_c$ система скачком переходит в режим автоколебаний с амплитудой $E = \sqrt{|\alpha|/\beta}$. В интервале $\Lambda'_c < \Lambda < \Lambda_c$ система метастабильна, но под воздействием экзогенного триггера может перейти в колебательный режим с амплитудой $E > \sqrt{|\alpha|/2\beta}$.

Вопрос о жестком самовозбуждении радиационного пояса был поставлен в работах [Гульельми, 1971; Гульельми, Троицкая, 1973] в связи с проблемой дискретности волн Pc1. Проблема состоит в следующем. Квазилинейная теория взаимодействия волн

и частиц, получившая широкое распространение в физике плазмы, предсказывает положительные значения постоянной Ландау α или, другими словами, мягкий режим самовозбуждения радиационного пояса. Но при $\alpha > 0$ трудно объяснить не только дискретность волн $Pc1$, но и явные признаки воздействия экзогенных триггеров на режим колебаний. Таким образом, проблема самовозбуждения остается открытой.

2. Проблема дискретности

Обычно колебания $Pc1$ возникают спонтанно и примерно через час прекращаются без видимых причин. Важнейшее свойство такого “сеанса”, или лучше сказать, серии колебаний, было отмечено еще Э. Саксдорфом, который в своей пионерской работе [Sucksdorff, 1936] обратил внимание на то, что каждая серия состоит из квазипериодической последовательности волновых пакетов. Именно поэтому серии колебаний были названы им “жемчужными ожерельями”.

Период повторения волновых пакетов составляет полторы–две минуты, что в приближении геометрической оптики примерно соответствует времени пробега волны Альвена вдоль силовой линии геомагнитного поля от одной магнитосопряженной точки до другой и обратно. Имея это в виду, К. Янагихара произвел соответствующие наблюдения и обнаружил в сопряженных точках попеременное появление “жемчужин” [Yanagihara, 1963]. Независимые наблюдения подтвердили наличие сдвига на 180° огибающих амплитуды волн $Pc1$ в сопряженных точках (см. обзоры [Troitskaya, Guglielmi, 1967; Троицкая, Гульельми, 1969; Kangas, Guglielmi, Pokhotelov, 1998]). Это и послужило основой для построения стандартной модели, кратко описанной во Введении.

Пример динамического спектра колебаний, зарегистрированных в Геофизической обсерватории “Борок”, показан на рис. 1. Можно видеть, что серия колебаний $Pc1$ продолжается около часа и состоит из дискретной последовательности сигналов нарастающей частоты. В свое время популярной была идея единичного пакета волн Альвена, который осциллирует вдоль геомагнитных силовых линий из одной полусферы в другую, теряя энергию при отражении от ионосферы, но восполняя эту потерю благодаря резонансному взаимодействию с энергичными протонами радиационного пояса в экваториальной зоне магнитосферы. Рост частоты в отдельных “жемчужинах” объяснялся расплыванием линейного пакета вследствие гирочастотной дисперсии, особенно заметной вблизи экватора траектории волн. Продолжительность серии связывалась с постепенным истощением свободной энергии в автономной замкнутой колебательной системе.



Рис. 1. Динамический спектр электромагнитных колебаний $Pc1$, зарегистрированных 29.10.1984 г. в Геофизической обсерватории Борок ИФЗ РАН

Кажется удивительным, что геофизики долгое время не испытывали беспокойства по поводу проблемы, возникающей в связи с дискретностью волн $Pc1$. Между тем, дискретность, неизменно воспроизводящаяся от случая к случаю, несовместима

с представлением о линейном диспергирующем пакете волн. Очевидно также, что в линейном приближении невозможно понять стабильный баланс между потерями волновой энергии на торцах лучевой трубки (в ионосфере) и накачкой энергии в ее приэкваториальном секторе. Проблема баланса решалась в рамках квазилинейной теории неустойчивости плазмы, но это никак не затрагивало проблему дискретности по той причине, что теория предсказывает $\alpha > 0$, т.е. мягкий режим самовозбуждения.

Эти рассуждения привели автора к попытке объяснить дискретность, отказавшись от представления о замкнутости колебательной системы, но сохранив остальные элементы стандартной модели волн $Pc1$ [Гульельми, 1971]. Прообразом для модифицированной модели послужил так называемый проточный культиватор, хорошо известный в микробиологии. По аналогии с проточным культиватором в работе [Гульельми, 1971] была предложена модель проточного резонатора Альвена, активное заполнение которой поступало через восточную стенку лучевой трубки в виде энергичных протонов, дрейфующих по азимуту в геомагнитной ловушке (подробнее см. в [Гульельми, Троицкая, 1973]).

Идея проточного резонатора Альвена была подхвачена другими исследователями и получила своё развитие в ряде работ (см., например, [Беспалов, Трахтенгерц, 1986; Тагиров Трахтенгерц, Черноус, 1986; Трахтенгерц, Тагиров, Черноус, 1986; Трахтенгерц, Демехов, 2002]). Однако вопреки ожиданиям это не решило проблему дискретности. Во-первых, все предлагавшиеся до сих пор варианты теории были феноменологическими, что само по себе не вполне удовлетворительно. Во-вторых, с течением времени вскрылось новое обстоятельство [Guglielmi, Potapov, Russell, 2000; Guglielmi, Kangas, Potapov, 2001], ставящее под сомнение применимость стандартной модели вообще, но об этом речь пойдет в следующем разделе.

3. Проблема тяжелых ионов

Для объяснения сущности третьей проблемы напомним некоторые формулы из теории взаимодействия волн Альвена с протонами радиационного пояса. Условие резонансного обмена энергией между волной, имеющей частоту ω , и протоном, движущимся со скоростью v_{\parallel} вдоль силовых линий магнитного поля, имеет вид

$$\omega = \Omega_p - k_{\parallel} v_{\parallel}, \quad (6)$$

где $\Omega_p = eB / m_p c$ – гирочастота протонов; $k_{\parallel} = (\omega / c)n_{\parallel}$ – продольная компонента волнового вектора \mathbf{k} ; B – величина магнитного поля \mathbf{B} ; e и m_p – заряд и масса протона; c – скорость света. Если векторы \mathbf{k} и \mathbf{B} параллельны, то $n_{\parallel} = \sqrt{\varepsilon_{\perp} + g}$; если же \mathbf{k} и \mathbf{B} почти перпендикулярны друг другу, то $n_{\parallel} \approx \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$. Здесь ε_{\perp} и g – известные компоненты тензора диэлектрической проницаемости плазмы.

Если кроме электронов плазма содержит только протоны, как это предполагается в стандартной модели, то

$$\varepsilon_{\perp} = \frac{(c/c_A)^2}{1 - (\omega/\Omega_p)^2}, \quad g = \left(\frac{\omega}{\Omega_p} \right) \varepsilon_{\perp}, \quad (7)$$

где c_A – скорость Альвена. Из формулы $k_{\parallel} = (\omega/c)n_{\parallel}$ с учетом (7) следует, что полоса прозрачности для волн Альвена ограничена сверху гирочастотой протонов. При $\omega > \Omega_p$ волны не распространяются, но если в вершине траектории волны выполнено неравен-

ство $\omega < \Omega_p$, то оно не будет нарушено на всей трассе распространения от одной сопряженной точки в ионосфере до другой. Неравенство $\omega < \Omega_p$ является важнейшим условием применимости стандартной модели волн Pc1.

Надо учесть, что кроме протонов реальная магнитосфера содержит в заметном количестве ионы O^+ и He^+ ионосферного происхождения и ионы He^{++} солнечного. Последние часто называют “тяжелыми”, поскольку у них отношение заряда к массе меньше, чем у H^+ . Здесь мы также будем употреблять этот не вполне строгий термин.

Теперь вместо (7) необходимо использовать формулы

$$\varepsilon_{\perp} = \sum_{e,i} \frac{\omega_0^2}{\Omega^2 - \omega^2}, \quad g = \sum_{e,i} \frac{\Omega \omega_0^2}{\omega(\Omega^2 - \omega^2)}, \quad (8)$$

в которых суммирование производится по электронам и ионам всех сортов. В этих выражениях $\omega_0 = (4\pi e^2 N / m)^{1/2}$ – плазменная частота; $\Omega = eB/mc$ – гирочастота; e , m и N – заряд, масса и концентрация частиц данного сорта. Неравенство $\omega < \Omega_p$, о котором говорилось выше, следует заменить на более жесткое неравенство $\omega < \Omega_{O^+}$. Волна беспрепятственно распространяется от одной сопряженной точки до другой при непрерывном условии, что на всей траектории распространения $\omega < \Omega_{O^+}$.

Однако условие $\omega < \Omega_{O^+}$ заведомо нарушается в окрестности экватора траектории волн Pc1. Об этом свидетельствуют оценки резонансной частоты по формуле (6) [Cornwall, 1965], а также спутниковые наблюдения волн Pc1 в магнитосфере [Kangas, Guglielmi, Pokhotelov, 1998]. Если же на экваторе траектории $\omega > \Omega_{O^+}$, то характер распространения волн радикально меняется [Guglielmi, Potapov, Russell, 2000; Guglielmi, Kangas, Potapov, 2001; Гульельми, Потанов, 2012]. Представление о дисперсионных кривых при наличии в водородной плазме небольшой примеси однозарядных ионов кислорода дает рис. 2. Концентрации ионов равны $N_{H^+} = 100 \text{ см}^{-3}$ и $N_{O^+} = 1 \text{ см}^{-3}$. Можно видеть, что как при продольном, так и при квазипоперечном распространении существуют полюс $n_{\parallel}^2(\omega)$ на гирочастоте ионов O^+ и нуль на так называемой частоте отсечки. Между нулем и полюсом располагается полоса непрозрачности ($n_{\parallel}^2 < 0$). Качественно эта картина не изменится, если заменить O^+ , например, на He^+ [Гульельми, Потанов, 2012].

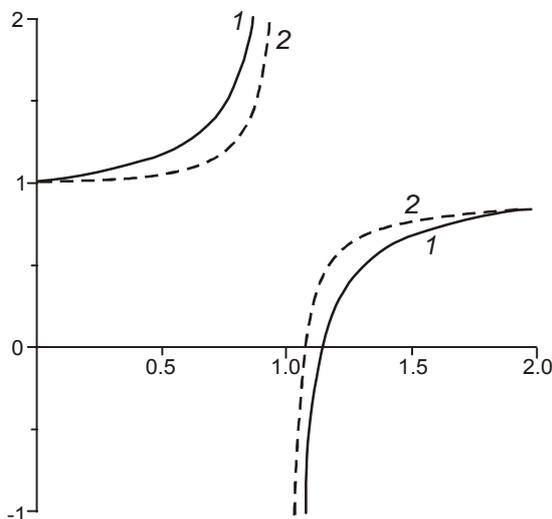


Рис. 2. Частотная зависимость продольной составляющей квадрата показателя преломления водородной плазмы, содержащей малую примесь ионов O^+ при квазипродольном (линия 1) и квазипоперечном (линия 2) распространении. Величина n_{\parallel}^2 выражена в единицах c^2/c_A^2

Допустим, что волна распространяется от экватора к северу и на экваторе, где величина магнитного поля минимальна, $\omega > \Omega_{O^+}$. На экваторе частота волны должна превышать также и частоту отсечки, так как в противном случае распространение волны невозможно. Частота отсечки достигается на некотором удалении от экватора, в точке, где $k_{\parallel} = 0$ и происходит отражение волны, если ширина полосы непрозрачности достаточно велика. Полоса непрозрачности тем шире, чем выше концентрация тяжелых ионов. При распространении волны от экватора к югу наблюдается аналогичная картина.

Таким образом, теория предсказывает существование в магнитосфере специфического ионно-циклотронного резонатора [Guglielmi, Potapov, Russell, 2000], характерный продольный размер которого намного меньше длины соответствующей линии геомагнитного поля. Иными словами, резонатор располагается высоко над ионосферой в довольно узкой экваториальной зоне. (Если использовать более точные выражения, то следовало бы говорить о множестве ионно-циклотронных резонаторов, но здесь мы не будем на этом останавливаться.)

Существование ионно-циклотронного резонатора непосредственно следует из многокомпонентного состава магнитосферной плазмы и указывает на необходимость полного пересмотра стандартной модели волн Pc1. К рассмотренным выше проблемам добавляются новые, одна из которых связана с вопросом о механизме просачивания волн из резонатора к земной поверхности.

Обсуждение

Нами рассмотрены три теоретические проблемы физики магнитосферных волн Pc1. В данном разделе обратимся к еще одной нетривиальной проблеме, которая в отличие от рассмотренных имеет экспериментальный характер. Речь идет о слабом, но статистически значимом, антропогенном воздействии на режим колебаний Pc1. На опыте наблюдаются эффекты как возбуждения, так и подавления волн Pc1 антропогенными триггерами. Проблема состоит в трудности интерпретации наблюдений, что указывает на необходимость дополнительного экспериментального исследования.

Вопрос об импульсном квазипериодическом воздействии индустриальной активности на колебания Pc1 был поставлен ранее в работе [Гульельми и др., 1978]; в последние годы он подробно обсуждался в литературе [Довбня, Зотов, Щепетнов, 2008; Гульельми, Зотов, 2010] и на конференциях (см. например [Zotov et al., 2013]). Поэтому, отсылая читателя к указанным публикациям, ограничимся двумя замечаниями.

Во-первых, не вызывает сомнения, что триггерами являются электромагнитные, а отнюдь не акустические импульсы из техносферы. Об этом свидетельствует небольшая величина задержки между временем предполагаемой посылки импульса и внезапным изменением режима колебаний Pc1.

Во-вторых, внезапный срыв колебаний Pc1 при включении триггера особо характерен для систем с жестким самовозбуждением. Но как возникает импульсная синхронизация энергопотребления техносферы по часам мирового времени? Каковы конкретные источники антропогенных триггеров и каков механизм их воздействия на колебательные системы магнитосферы? Эти вопросы остаются открытыми, и на них еще предстоит найти ответ.

Заключение

Рассмотрев три актуальные проблемы теории магнитосферных волн $Ps1$ и отметив одну проблему экспериментального характера, в заключение сформулируем их в форме четырех кратких вопросов.

1. Мягко или жестко возбуждаются колебания $Ps1$ в радиационном поясе Земли?
2. Почему происходит самопроизвольное преобразование волнового поля к наблюдаемой форме колебаний $Ps1$ в виде квазипериодической последовательности “жемчужин”?
3. Существуют ли ионно-циклотронные резонаторы в экваториальной зоне радиационного пояса? Если да, то какова их роль в формировании наблюдаемого на опыте динамического спектра волн $Ps1$?
4. Как происходит возбуждение волн $Ps1$ под воздействием электромагнитных импульсов индустриального происхождения, синхронизированных по часам мирового времени?

Поставленные вопросы взаимосвязаны. Более того, ответ на любой из них позволит продвинуться в решение других вопросов. Так, построение реалистичной модели жесткого самовозбуждения радиационного пояса сделает, по крайней мере отчасти, понятным эффект синхронизации волн $Ps1$ часовыми метками, а положительный ответ на вопрос о существовании ионно-циклотронных резонаторов позволит конкретизировать подходы к решению проблемы дискретности и проблемы самовозбуждения.

Благодарности

Автор благодарит Б.И. Клайна, А.С. Потапова, Л.Е. Собисевича и А.Л. Собисевича за интерес к данной работе, а также выражает особую признательность Б.В. Довбне и О.Д. Зотову за их участие в обсуждении проблемы триггерного возбуждения волн $Ps1$.

Работа выполнена в рамках Программы № 18 Президиума РАН и при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проекты 13-05-00066, 13-05-00529).

Литература

- Альвен Г., Фельтхаммар К.-Г. Космическая электродинамика. М.: Мир, 1967. 260 с.
- Беспалов П.А., Трахтенгерц В.Ю. Альвеновские мазеры. Горький: ИПФ ФН СССР, 1986. 190 с.
- Довбня Б.В., Зотов О.Д., Щепетнов Р.В. Связь УНЧ электромагнитных волн с землетрясениями и с антропогенными воздействиями // Геофизические исследования. 2008. Вып. 9. С.3–23.
- Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Физматгиз, 1960. 552 с.
- Гульельми А.В. О природе гидромагнитных свистов // Докл. АН СССР. 1967. Т. 174, № 5. С.1076–1078.
- Гульельми А.В. Циклотронная неустойчивость внешнего радиационного пояса в режиме автомодуляции нарастающих волн // Письма в ЖЭТФ. 1971. Т. 13, № 2. С.85–88.
- Гульельми А.В., Зотов О.Д. 15-минутная модуляция геоэлектромагнитных волн $Ps1$ // Геофизические исследования. 2010. Т. 11, № 1. С.64–71.
- Гульельми А.В., Потапов А.С. Влияние тяжелых ионов на спектр колебаний магнитосферы // Космические исследования. 2012. Т. 50, № 4. С.283–291.
- Гульельми А.В., Трошкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.

- Гульельми А.В., Довбня Б.В., Клайн Б.И., Пархомов В. А. Стимулированное возбуждение альвеновских волн импульсным радиоизлучением // Геомагнетизм и аэрномия. 1978. Т. 18, № 1. С.179–181.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1988. 733 с.
- Тагиров В.Р., Трахтенгерц В.Ю., Черноус С.А. О происхождении пульсирующих авроральных пятен // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26, № 4. С.600–604.
- Трахтенгерц В.Ю., Демехов А.Г. Космические циклотронные мазеры // Природа. 2002. № 4. С.25–31.
- Трахтенгерц В.Ю., Тагиров В.Р., Черноус С.А. Проточный циклотронный мазер и импульсные ОНЧ-излучения // Геомагнетизм и аэрномия. 1986. Т. 26, № 1. С.99–106.
- Троицкая В.А., Гульельми А.В. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы // УФН. 1969. Т. 97, вып. 3. С.453–494.
- Cornwall J.M. Cyclotron instabilities and electromagnetic emission in the ultra low frequency and very low frequency ranges // J. Geophys. Res. 1965. V. 70. P.61–69.
- Guglielmi A., Kangas J. Pc1 waves in the system of solar–terrestrial relations: New reflections // J. Atmos. Sol.-Terr. Phys. 2007. V. 69. P.1635–1643.
- Guglielmi A., Kangas J., Potapov A. Quasi-periodic modulation of the Pc1 geomagnetic pulsations: An unsettled problem // J. Geophys. Res. 2001. V. 106, N A11. P.25847–25856.
- Guglielmi A.V., Potapov A.S., Russell C.T. The ion cyclotron resonator // JETP Letters. 2000. V. 72, N 6. P.298–300.
- Harang L. Oscillations and vibrations in magnetic records at high-latitude stations // Terr. Magn. and Atm. Electr. (former JGR). 1936. V. 41. P.329–336.
- Kangas J., Guglielmi A., Pokhotelov O. Morphology and physics of short-period magnetic pulsations (A Review) // Space Sci. Rev. 1998. V. 83. P.435–512.
- Sucksdorff E. Occurrences of rapid micropulsations at Sodankylä during 1932 to 1935 // Terr. Magn. and Atm. Electr. (former JGR). 1936. V. 41. P.337–344.
- Tepley L. Regular oscillations near 1 c/s observed simultaneously at middle and low latitudes // Radio Sci. 1965. V. 69D. P.1089–1105.
- Troitskaya V.A., Guglielmi A.V. Geomagnetic micropulsations and diagnostics of the magnetosphere // Space Sci. Rev. 1967. V. 7, N 5/6. P.689–769.
- Yanagihara K. Geomagnetic micropulsations with periods from 0.03 to 10 seconds in auroral zones with special reference to conjugate-point studies // J. Geophys. Res. 1963. V. 68, N 11. P.3383–3397.
- Zotov O.D., Sobisevich L.E., Guglielmi A.V., Sobisevich A.L. The phenomenon of synchronism in the technosphere–magnetosphere–lithosphere dynamical system // Joint Assembly IAHS IAPSO IASPEI. Gothenburg. Sweden. 22-26 July 2013. Abstracts 2832930.

Сведения об авторе

ГУЛЬЕЛЬМИ Анатолий Владимирович – профессор, доктор физико-математических наук, главный научный сотрудник, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: 8(495) 582-99-71. E-mail: guglielmi@mail.ru

THREE UNSOLVED PROBLEMS IN PHYSICS OF Pc1 MAGNETOSPHERIC WAVES

A.V. Guglielmi

Schmidt Institute of Physics of the Earth of the Russian Academy of Science, Moscow, Russia

Abstract. The open problems in the physics of Pc1 ultra-low-frequency electromagnetic waves, also known as “pearls” (0.2–5 Hz frequency range), are analyzed. A number of theoretical problems arose because the standard model of excitation and propagation of waves in the magnetosphere, which basis was set half a century ago, is unable to explain observable properties of Pc1. In the article these problems are formulated and discussed in the context of general physics of the geoelectromagnetic waves. In addition, one problem of experimental character is considered. The essence of the problem is that the observations testify in favor of the idea of some anthropogenic impact on the Pc1 oscillation mode, but difficulties in interpreting observations indicate a need for further experimental research.

Keywords: magnetosphere, radiation belt, self-excitation regime, ultra-low-frequency waves, ion-cyclotron resonator.