

УДК 550.38

ПОНДЕРОМОТОРНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ МЕЖДУ ИОНАМИ И УЛЬТРАНИЗКОЧАСТОТНЫМИ ВОЛНАМИ В МАГНИТОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

© 2011 г. А.В. Гульельми¹, Р. Лундин²

¹ *Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия*

² *Шведский институт космической физики, г. Умеа, Швеция*

Выделены два типа проблем в физике пондеромоторного взаимодействия между ультранизкочастотными (УНЧ) волнами и тяжелыми ионами в магнитосфере Земли, которые условно можно назвать конструктивными и концептуальными. Они возникают при условиях нерезонансного и резонансного взаимодействия соответственно. Проблемы первого типа, в принципе, можно попытаться решить в рамках стандартной теории пондеромоторных сил, в то время как для решения проблем второго типа необходима существенная модификация стандартной теории из-за неинтегрируемой особенности пондеромоторного потенциала в точке резонанса.

Обсуждаются задачи, связанные с обоими типами проблем. Рассматриваются пондеромоторное ускорение полярного ветра, перераспределение ионов с формированием глубоких плазменных впадин под воздействием волн Альвена и модификация УНЧ волновых полей, возникающая вследствие пондеромоторного перераспределения ионов. Особое внимание уделяется ускорению вверх ионов O^+ в условиях пондеромоторного резонанса; предполагается, что этот довольно сложный механизм ускорения поставляет ионы O^+ из ионосферы на периферию магнитосферы. Общий вывод состоит в том, что формализм теории пондеромоторных сил полезно использовать при решении проблем взаимодействия волн и частиц в магнитосфере Земли.

В основе статьи лежит доклад, представленный авторами в мае 2010 г. на Генеральной ассамблее Европейского геофизического союза в Вене.

Ключевые слова: электромагнитные волны, магнитосфера, пондеромоторные силы, ускорение частиц.

Введение

В середине прошлого века М.А. Миллер и Л.П. Питаевский, используя микроскопический и феноменологический подходы, ввели в электродинамику понятие усредненной по времени пондеромоторной силы [Миллер, 1958; Питаевский, 1960]. С тех пор понятие пондеромоторной силы играет важную роль во многих областях, включая геофизику и космическую физику. Нами будут рассмотрены пондеромоторные силы, возникающие в магнитосфере Земли под воздействием ультранизкочастотных (УНЧ) электромагнитных волн. УНЧ волны возбуждаются в магнитосфере в диапазоне периодов от долей секунды до нескольких сотен секунд в результате взаимодействия солнечного ветра с геомагнитным полем (см., например, обзор [Troitskaya, Guglielmi, 1967] и монографии [Гульельми, Троицкая, 1973; Гульельми, 1979; Нишида, 1980]). В работах [Гульельми, 1992, 1999, 2007; Guglielmi, 1997; Guglielmi, Lundin, 2001; Lundin, Guglielmi, 2006; Potarov, Guglielmi, 2009; Zotov, Guglielmi, 2010] приведены аргументы, свидетельствующие о существенной роли пондеромоторных сил УНЧ волн в динамике магнитосферной плазмы.

В данной статье, в основе которой лежит доклад, представленный авторами в мае 2010 г. на Генеральной ассамблее Европейского геофизического союза в Вене [Guglielmi, Lundin, 2010], обсуждаются проблемы, спорные вопросы и нерешенные задачи

теории пондеромоторного взаимодействия между УНЧ волнами и магнитосферными ионами. Особое внимание уделяется взаимодействию тяжелых ионов типа O^+ с волнами Альвена. Анализ этого взаимодействия позволяет отчетливо выделить два типа проблем в физике пондеромоторного взаимодействия в магнитосфере Земли, которые возникают при условиях нерезонансного и резонансного взаимодействия и могут быть условно названными конструктивными и концептуальными. Проблемы первого типа во многих случаях поддаются решению в рамках стандартной теории пондеромоторных сил, в то время как для решения проблем второго типа необходима существенная модификация стандартной теории из-за неинтегрируемой особенности пондеромоторного потенциала в точке резонанса.

Перед тем как приступить к рассмотрению названных проблем, уместно дать ответ на вопрос, нередко возникающий при обсуждении пондеромоторного взаимодействия. Известно, что в классической физике взаимодействие заряженной частицы с электромагнитным полем описывается силой Лоренца:

$$\mathbf{F} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}\mathbf{v} \times \mathbf{B}, \quad (1)$$

где \mathbf{E} – электрическое поле; \mathbf{B} – магнитное поле; \mathbf{v} – скорость частицы; c – скорость света; e – электрический заряд частицы. Формула (1) является точной и достаточно простой; в частности, сила Лоренца линейно зависит от электрического и магнитного полей. Пондеромоторные силы нелинейны, формулы для них весьма сложны (см., например, формулу (2), приводимую ниже) и являются приближенными. Почему же при изучении взаимодействия волн и частиц мы предпочитаем во многих случаях использовать сложные пондеромоторные силы вместо простой фундаментальной силы Лоренца? Ответ, коротко говоря, состоит в следующем. Исследование движения заряженных частиц в переменном электромагнитном поле с использованием силы Лоренца оказывается слишком сложным. Использование же пондеромоторных сил существенно упрощает динамические проблемы, что позволяет приближенно проанализировать широкий круг задач, интересных с точки зрения физики магнитосферы.

Пример конструктивной проблемы

Продольная компонента пондеромоторной силы, действующей на единицу объема плазмы, равна

$$f_{\parallel} = \frac{1}{16\pi} \left[(\varepsilon_{ab} - \delta_{ab}) \nabla_{\parallel} E_{\alpha}^* E_{\beta} + E_{\alpha}^* E_{\beta} \frac{\partial \varepsilon_{\alpha\beta}}{\partial \mathbf{B}} \nabla_{\parallel} \mathbf{B} \right], \quad (2)$$

где $\varepsilon_{\alpha\beta}$ – тензор диэлектрической проницаемости; \mathbf{B} – внешнее магнитное поле, $f_{\parallel} = B^{-1} B_{\alpha} f_{\alpha}$, $\nabla_{\parallel} = B^{-1} \mathbf{B} \cdot \nabla$ [Питаевский, 1960]. Чтобы не усложнять картину, будем считать колебания монохроматическими, т.е. в формуле (2) примем зависимость электрического поля $\mathbf{E}(\mathbf{x}, t)$ от времени в виде $\exp(-i\omega t)$. Кроме того, ограничимся рассмотрением продольной компоненты силы, играющей особо важную роль в физике магнитосферы, поскольку заряженные частицы наиболее легко перераспределяются вдоль геомагнитных силовых линий под воздействием электромагнитных колебаний.

Проблема состоит в следующем. Пондеромоторная сила (2), действуя на заряженные частицы, модифицирует диэлектрическую проницаемость $\varepsilon_{\alpha\beta}$, что неизбежно возмущает структуру электромагнитного поля, от которой существенным образом зависит сама пондеромоторная сила. Другими словами, имеет место пондеромоторное самовоздействие электромагнитных волн. Следовательно, речь идет о необходимости решения самосогласованной нелинейной задачи о поведении волн и частиц для того, чтобы

использовать для исследования динамики плазмы выражение (2). Это сложная задача. Покажем, как она решается в относительно простом случае бегущих волн Альвена (проблема самосогласования для стоячих волн рассмотрена в работе [Guglielmi, 1997]; о самосогласовании в случае бегущих ионно-циклотронных волн см. [Гульельми, 1992]).

Вообще говоря, необходимо учитывать пространственное и временное самосогласование, но это исключительно сложная задача, решаемая обычно в рамках предельно упрощенных моделей, в частности, в предположении однородности магнитного поля \mathbf{B} . Мы ограничимся учетом пространственного самосогласования, пренебрегая возможными эффектами самомодуляции волн.

Магнитосферная плазма содержит ионы водорода H^+ преимущественно солнечного происхождения и тяжелые ионы, в основном O^+ , поступающие в магнитосферу из ионосферы. Пусть волна Альвена с частотой $\omega \ll \Omega_{\text{O}^+}$ и поляризацией $\mathbf{E} = (E, 0, 0)$ распространяется вдоль магнитного поля $\mathbf{B} = (0, 0, B)$. Здесь Ω_{O^+} – гирочастота ионов кислорода, (x, y, z) – локальная декартова система координат, $\varepsilon_{\text{эф}} = \text{diag}(\varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\perp}, \varepsilon_{\parallel})$, $\varepsilon_{\perp} = c^2/c_A^2$, c – скорость света, $c_A = B/(4\pi\rho)^{1/2}$ – альвеновская скорость, ρ – плотность плазмы, $\varepsilon_{\perp} \gg 1$, $|\varepsilon_{\parallel}| \gg \varepsilon_{\perp}$. В этом случае из (2) следует

$$f_{\parallel} = -\frac{\rho c^2}{2} \left(\frac{E}{B}\right)^2 \left(\frac{\partial \ln B}{\partial z} - \frac{1}{2} \frac{\partial \ln E^2}{\partial z}\right). \quad (3)$$

Иногда при анализе динамики плазмы под воздействием силы (3) отбрасывают второй член в правой части выражения для силы и считают электрическое поле колебаний известным, например, по результатам локальных спутниковых измерений. Но это принципиально неверно, ибо второй член вполне соизмерим с первым.

Мы поступим следующим образом. Воспользуемся ВКБ-приближением и получим для бегущих волн Альвена выражение

$$\frac{\partial E^2}{\partial z} = E^2 \frac{\partial}{\partial z} \ln \left(\frac{B^2}{\sqrt{\rho}}\right). \quad (4)$$

(Вывод (4) см., например, в [Guglielmi, Lundin, 2001]). Подставляя (4) в (3) и используя пондеромоторный потенциал $\phi(z)$, находим $f_{\parallel} = -\partial\phi/\partial z$, где

$$\phi(z) = -\rho(0)[cE(0)/2B(0)]^2[\rho(0)/\rho(z)]^{1/2}. \quad (5)$$

Здесь выбор точки $z = 0$ более или менее произволен при условии соблюдения сильного неравенства $\omega \ll \Omega_{\text{O}^+}$.

Формула (5) сводит задачу самосогласования к чисто динамической задаче о перераспределении плотности плазмы $\rho(z)$ вдоль силовых линий внешнего магнитного поля \mathbf{B} под воздействием пондеромоторной силы. Заметим, что сила всегда направлена в сторону убывания плотности независимо от направления распространения волны – параллельно или антипараллельно полю \mathbf{B} .

Специфическая концептуальная проблема

Поясним сущность концептуальной проблемы на простом примере. Пусть единственный ион O^+ , рассматриваемый как пробная частица, движется в водородной плазме под воздействием волны Альвена. В этой модели на частоту волны накладывается условие $\omega \ll \Omega_{\text{H}^+}$, однако условие $\omega \ll \Omega_{\text{O}^+}$, вообще говоря, не обязательно. Введем пондеромоторный потенциал Φ так, что $F_{\parallel} = -\partial\Phi/\partial z$ есть усредненная по времени

продольная компонента силы, действующая на ион кислорода. Допустим, что вначале условие $\omega \ll \Omega_{O^+}$ выполнено. Тогда

$$\Phi(z) = -m_{O^+} [cE(0)/2B(0)]^2 [\rho(0)/\rho(z)]^{1/2}, \quad (6)$$

где m_{O^+} – масса иона. Формула (6) выведена путем усреднения по времени уравнения движения O^+ в поле волны Альвена. Она вполне аналогична формуле (5), полученной в рамках феноменологической теории. Напомним, что обе формулы справедливы при условии $\omega \ll \Omega_{O^+}$.

Из выражения (6) следует, что ион O^+ ускоряется вверх, поскольку плотность плазмы убывает с удалением от Земли. Однако величина геомагнитного поля также уменьшается с удалением от Земли, так что ион, перемещаясь вверх, неизбежно достигнет окрестности резонансной точки z_R , в которой $\Omega_{O^+}(z_R) = \omega$, т.е. нарушается условие $\omega \ll \Omega_{O^+}$. Картина оказывается не такой простой, как предполагалось в ранних публикациях по проблеме ускорения вверх тяжелых ионов ионосферного происхождения под воздействием волн Альвена (ссылки на подобные публикации см. в статье [Guglielmi, Lundin, 2001] и в обзоре [Lundin, Guglielmi, 2006]).

Стандартная процедура усреднения уравнения движения по быстрым осцилляциям поля приводит к следующему выражению для пондеромоторного потенциала в малой окрестности резонанса:

$$\Phi(z) = C \left[\frac{\Omega_{O^+}^2(z) - \Omega_{O^+}^2(0)}{\Omega_{O^+}^2(z) - \Omega_{O^+}^2(z_R)} \right]. \quad (7)$$

Здесь $C = (m_{O^+} c^2 / 4) [E(0)/B(0)]^2 [\Omega_{O^+}^2(0) - \Omega_{O^+}^2(z_R)]^{-1} \Omega_{O^+}^2(0)$. Точка $z = 0$ выбрана так, что в ней потенциал равен нулю, причем $\Omega_{O^+}(0) > \Omega_{O^+}(z_R)$, т.е. z_R располагается выше нулевой точки. Потенциал (7) имеет неинтегрируемую особенность в точке z_R . Решение уравнения движения с сингулярным потенциалом (7) приводит к физически абсурдному результату: ион кислорода, приближаясь с ускорением к точке резонанса, никогда эту точку не пересечет.

Квазигидродинамический подход

Возникает вопрос, нельзя ли обойти концептуальную проблему на базе феноменологической теории, фрагмент которой представлен формулой (2)? Ответ будет отрицательным по следующей причине. При последовательном использовании феноменологической теории, в рамках которой пондеромоторная сила \mathbf{f} выражается через тензор диэлектрической проницаемости среды $\epsilon_{\alpha\beta}$ [Питаевский, 1960], движение плазмы следует описывать гидродинамическими уравнениями. Это значит, что, строго говоря, у нас нет возможности описывать отдельно движение сортов заряженных частиц с различными отношениями заряда к массе, например H^+ и O^+ . Можно однако воспользоваться квазигидродинамическими уравнениями, в которых каждый сорт частиц характеризуется парциальными гидродинамическими параметрами – плотностью, давлением, скоростью. Но для этого необходимо иметь соответствующие выражения для парциальных пондеромоторных сил.

Обратим внимание на то обстоятельство, что $\epsilon_{\alpha\beta}$ входит в выражение для \mathbf{f} только в комбинации $\epsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta}$ (см., например, (2)). Используя формулу

$$\varepsilon_{\alpha\beta} - \delta_{\alpha\beta} = \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta}, \quad (8)$$

выразим \mathbf{f} через тензор проводимости $\sigma_{\alpha\beta}$. Теперь воспользуемся свойством аддитивности

$$\sigma_{\alpha\beta} = \sum_p \sigma_{\alpha\beta}^p, \quad (9)$$

где $\sigma_{\alpha\beta}^p$ – вклад частиц сорта p в тензор проводимости. Несложное рассуждение позволяет разложить силу \mathbf{f} на сумму парциальных сил:

$$\mathbf{f} = \sum_p \mathbf{f}^p. \quad (10)$$

При этом сила \mathbf{f}^p , действующая на частицы сорта p , выражается через величины $\sigma_{\alpha\beta}^p$, хорошо известные из линейной теории. Полученные таким образом формулы для \mathbf{f}^p следует подставлять в правые части уравнений движения системы квазигидродинамических уравнений.

В качестве простого примера рассмотрим холодную плазму, состоящую из электронов, протонов и малой примеси ионов O^+ . Допустим, что линейно-поляризованная волна Альвена распространяется вдоль геомагнитных силовых линий, причем, как и выше, на частоту волны наложено условие $\omega \ll \Omega_{H^+}$, но условие $\omega \ll \Omega_{O^+}$, вообще говоря, не обязательно. В окрестности резонанса z_R парциальная сила, действующая на ионы кислорода в единичном объеме плазмы, приближенно равна

$$f_{\parallel}^{O^+} = -\frac{\rho_{O^+} c^2}{8} \left(\frac{E}{B} \right)^2 \left[\frac{\Omega_{O^+}(z_R)}{\Omega_{O^+}(z) - \Omega_{O^+}(z_R)} \right]^2 \frac{\partial \ln B}{\partial z}, \quad (11)$$

где плотность ионов кислорода $\rho_{O^+} = N_{O^+} m_{O^+}$ (N_{O^+} – концентрация ионов кислорода).

При выводе формулы (11) по изложенной выше методике предполагалось, что малая примесь ионов O^+ не оказывает заметного влияния на структуру волны Альвена. Такое предположение вполне допустимо, если величина N_{O^+} / N_{H^+} достаточно мала. На рис. 1 схематически показана зависимость парциальной силы от расстояния вдоль геомагнитной силовой линии в окрестности резонанса. Можно видеть, что и в рамках феноменологического описания возникает проблема сингулярности, вполне аналогичная той, с которой мы столкнулись выше при анализе движения единичного иона O^+ .

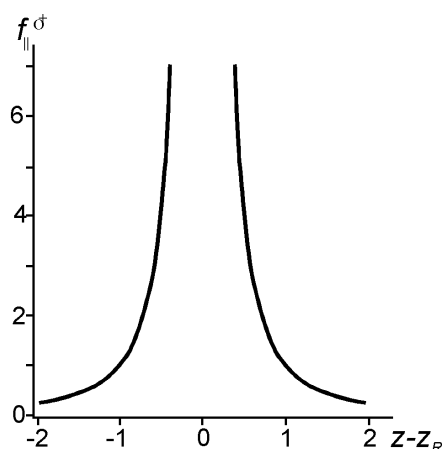


Рис. 1. Зависимость парциальной силы от расстояния вдоль геомагнитной силовой линии в окрестности резонанса (все величины выражены в относительных единицах)

Следует подчеркнуть, что концептуальная проблема не связана специфически с волнами Альвена, свойства которых мы использовали в своих рассуждениях, а вообще присуща стандартной теории пондеромоторных сил. Нетрудно убедиться, что проблема сингулярности возникает, например, при рассмотрении парциальных сил от ионно-циклотронных волн, имеющих круговую поляризацию. Анализ данного примера особо наглядно поясняет происхождение сингулярности. В самом деле, хорошо известно, что циркулярно-поляризованная волна намагничивает среду [Литаевский, 1960]. В поле циркулярно-поляризованной ионно-циклотронной волны ионы кислорода приобретают эффективный магнитный момент, взаимодействие которого с геомагнитным полем выталкивает ионы вверх. С формальной точки зрения, эффективный магнитный момент вопреки здравому смыслу нарастает до бесконечности с приближением ионов к точке резонанса. Этот результат очевидным образом связан с неявным предположением о том, что волна является локально-плоской. Напомним, что указанное предположение вполне оправдано в ряде случаев. Оно успешно используется, например, в линейной теории при построении ВКБ-решений волнового уравнения. Еще один пример дает рассматриваемая нами теория квадратичных по амплитуде пондеромоторных сил вдали от резонансной точки (см., например, формулы (3), (5), (6)). Но в окрестности пондеромоторного резонанса приближение локально-плоской волны является недопустимой идеализацией. В окрестности резонанса аномально нарастает размах поперечных колебаний ионов, что неизбежно выводит ионы за пределы волнового поля.

Еще одно замечание, которое уместно сделать в завершение данного раздела, касается требования достаточной малости отношения N_{O^+} / N_{H^+} при выводе формулы (11). Если это требование не выполняется, то наличие примеси O^+ существенно искажает волну в окрестности пондеромоторного резонанса. В дополнение к концептуальной проблеме, которую мы обсуждаем, возникает сложная конструктивная проблема, связанная с искажением структуры волнового поля. Действительно, на пути распространения имеются две особые точки – полюс (z_R) и нуль (z_0) показателя преломления волны, причем $z_R < z_0$, если ось z направлена в сторону убывания величины геомагнитного поля. Между нулем и полюсом располагается полоса непрозрачности. При достаточно низкой относительной концентрации кислорода полоса непрозрачности тонкая и коэффициент прохождения волны через полосу мало отличается от единицы. Именно это предполагалось выше при написании формулы (11).

Определенный интерес представляет противоположный предельный случай, когда полоса толстая и коэффициент прохождения много меньше единицы. Если волна падает сверху, то она почти полностью отражается от точки z_0 . При $z > z_0$ образуется стоячая волна, пондеромоторное действие которой на ионы O^+ можно проанализировать сравнительно простыми методами [Гульельми, 2007]. Если же волна падает на полосу снизу, то она полностью поглощается, не доходя до точки z_R . В этом случае также возникает интересная задача, допускающая аналитическое исследование. Решение данной задачи имело бы большое значение для выяснения вопроса о пондеромоторном воздействии на ионосферу так называемых ионно-циклотронных свистящих атмосфериков, которые возбуждаются при грозových разрядах в атмосфере.

Регуляризация потенциала $\Phi(z)$

Вернемся однако к формуле (7). Для устранения патологии поведения O^+ необходимо произвести регуляризацию потенциала $\Phi(z)$, для чего заменим резонансный знаменатель $[\Omega_{O^+}^2(z) - \Omega_{O^+}^2(z_R)]^2$ в выражении для силы на $[\Omega_{O^+}^2(z) - \Omega_{O^+}^2(z_R)]^2 + \Lambda^2 \Omega_{O^+}^2(z_R)$.

Здесь мы ввели в теорию некий малый параметр Λ , (смысл этого параметра которого однако еще предстоит установить). Тогда

$$\Phi(z) = \frac{m_{O^+} c^2}{4} \left[\frac{E(z_R)}{B(z_R)} \right]^2 \frac{\Omega_{O^+}(z_R)}{\Lambda} \arctan \left[\frac{\Omega_{O^+}^2(z) - \Omega_{O^+}^2(z_R)}{\Lambda \Omega_{O^+}(z_R)} \right], \quad (12)$$

где, в отличие от выражения (7), калибровка потенциала выбрана так, что $\Phi(z_R) = 0$.

Потенциал (12) и продольная компонента пондеромоторной силы $F_{\parallel} = -\partial\Phi/\partial z$ схематически показаны на рис. 2. Можно видеть, что обе величины ведут себя вполне регулярно. Ион O^+ испытывает резкое ускорение вверх в узкой области пондеромоторного резонанса. Динамика продольного движения оказывается при этом физически приемлемой и довольно простой, но эта простота получена ценой введения в стандартную теорию дополнительного параметра Λ .

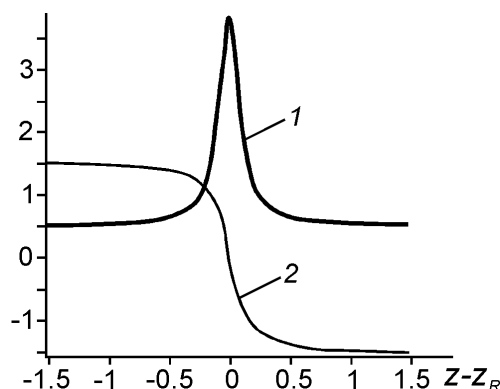


Рис. 2. Явление пондеромоторного резонанса. 1 – сила; 2 – потенциал

Вопрос о выборе параметра Λ не имеет однозначного решения. Ему можно было бы придать ясный физический смысл частоты соударений иона O^+ , если бы в магнитосфере эта частота соударений не была пренебрежимо мала. (Именно в этом смысле иногда говорят, что плазма в магнитосфере является “безстолкновительной”.) Другая возможность, основанная на правдоподобных физических соображениях, указана в работе [Guglielmi, Lundin, 2001], где предлагается отыскивать параметр Λ из условия, что размах поперечных колебаний пробного иона в поле волны не превышает характерного поперечного масштаба l_{\perp} волнового поля. Тогда с точностью до коэффициента порядка единицы потенциал и силу можно аппроксимировать функциями

$$\Phi(z) \approx -eEl_{\perp} H(z - z_R), \quad F_{\parallel} \approx eEl_{\perp} \delta(z - z_R), \quad (13)$$

где $H(z)$ – функция Хэвисайда; $\delta(z)$ – дельта-функция. Здесь для простоты мы пренебрегли конечной шириной резонанса (см. рис. 2). В этой модели ион кислорода приобретает энергию порядка eEl_{\perp} после пересечения области резонанса снизу вверх. Обратим внимание на то, что приращение энергии пропорционально первой степени амплитуды волны.

Мы полагаем, что дальнейшее изучение механизма пондеромоторного резонанса представляет интерес для физики магнитосферы. Весьма вероятно, что этот механизм вносит заметный вклад в процесс переноса ионов O^+ из ионосферы на периферию магнитосферы, что особенно интересно в свете недавних спутниковых наблюдений энергичных ионов O^+ на больших геоцентрических расстояниях [Nilsson et al., 2004].

Основная задача теории заключается в исследовании пондеромоторного ускорения вверх ионов O^+ под воздействием широкополосных колебаний, заполняющих маг-

нитосферу. На этом пути вырисовывается интересная картина перманентного пондеромоторного резонанса, сущность которого состоит в непрерывном резонансном ускорении O^+ на участках траектории конечной протяженности.

О многообразии проявлений пондеромоторных сил

Актуальность исследования названных проблем связана с тем, что теория пондеромоторных сил широко используется при интерпретации наблюдений взаимодействия между электромагнитными волнами и заряженными частицами. Известно много интересных проявлений действия пондеромоторных сил в околоземном космическом пространстве [Гульельми, 1992, 1999, 2007; Guglielmi, 1997; Guglielmi, Lundin, 2001; Lundin, Guglielmi, 2006; Potapov, Guglielmi, 2009; Zotov, Guglielmi, 2010]. Ниже перечислены некоторые из них.

Торможение солнечного ветра перед фронтом магнитосферы. Ударная волна перед фронтом магнитосферы является источником ионов, которые движутся вдоль межпланетных силовых линий в общем направлении к Солнцу и возбуждают магнитозвуковые волны в так называемой области форшока. В этой области наблюдается некоторое понижение скорости солнечного ветра, предположительно связанное с пондеромоторным воздействием магнитозвуковых волн на поток солнечной плазмы.

Ускорение полярного ветра. В полярных областях дует сверхзвуковой анабатический ветер, во многих отношениях подобный солнечному. Теория предсказывает заметный вклад волн Альвена в ускорение солнечного ветра. Поэтому естественно предположить, что ионы полярного ветра аналогичным образом испытывают пондеромоторное ускорение при появлении волн Альвена в уходящем вверх сверхзвуковом потоке.

Формирование плазменных впадин над зоной сияний. Глубокие и узкие провалы плазменной плотности наблюдаются над зоной сияний в тех местах, где локализованы интенсивные волны Альвена, что может быть объяснено следующим образом. Пучок альвеновских волн распространяется в узкой трубке, сформированной геомагнитными силовыми линиями. Скорость (плотность) полярного ветра в трубке выше (ниже) скорости (плотности) в окружающем трубку плазменном потоке.

Экваториальное уплотнение плотности плазмы. Силы, действующие со стороны бегущих ионно-циклотронных волн, “сгребают” плазму вдоль замкнутых силовых линий по направлению к плоскости экватора. Теория предсказывает, что при весьма умеренной амплитуде волн формируется немонотонное распределение с максимумом на экваторе.

Пондеромоторная сепарация ионов. Пондеромоторные силы, действующие на ионы с различным отношением заряда к массе, вообще говоря, различны. Это может приводить к заметному пространственному разделению сортов ионов в магнитосфере под воздействием УНЧ волн.

Резонансное ускорение вверх малой примеси тяжелых ионов. Довольно сложный механизм пондеромоторного резонанса, который подробно уже обсуждался выше, продолжает оставаться в центре нашего внимания. Мы предполагаем, что он обеспечивает обогащение магнитосферы энергичными ионами кислорода ионосферного происхождения.

Пондеромоторное самовоздействие УНЧ волн. В рамках данной статьи нет возможности сколько-нибудь подробно осветить эту обширную область явлений. Отметим только, что к ней относятся самосжатие волновых пакетов, самофокусировка волновых пучков, ангармонизм резонансных колебаний магнитосферы и многое другое.

Заключение

Из сказанного ясно, что теория пондеромоторных сил может рассматриваться и как источник трудных проблем, и как мощное средство для изучения широкого круга природных явлений; для геофизики представляют интерес оба аспекта.

Общий вывод состоит в том, что конструктивные и концептуальные проблемы, на которых мы сосредоточили свое внимание, поддаются анализу, и формализм теории пондеромоторных сил полезно использовать при анализе взаимодействия волн и частиц в магнитосфере Земли.

Благодарности

Авторы выражают благодарность своим коллегам Х. Нильсону и А.С. Потапову за многократное обсуждение проблемы пондеромоторного взаимодействия между волнами и частицами в магнитосфере.

Работа выполнена при финансовой поддержке со стороны Российского фонда фундаментальных исследований (гранты № 09-05-00048 и № 10-05-00661).

Литература

- Гульельми А.В. МГД-волны в околоземной плазме. М.: Наука, 1979. 139 с.
- Гульельми А.В. Пондеромоторные силы в коре и в магнитосфере Земли // Физика Земли. 1992. № 7. С.35–40.
- Гульельми А.В. О восходящих потоках тяжелых ионов над полярной ионосферой // Докл. РАН. 1999. Т. 368, № 1. С.108–110.
- Гульельми А.В. Ультранизкочастотные электромагнитные волны в коре и в магнитосфере Земли // УФН. 2007. Т. 177, № 12. С.1257–1276.
- Гульельми А.В., Троицкая В.А. Геомагнитные пульсации и диагностика магнитосферы. М.: Наука, 1973. 208 с.
- Нишида А. Геомагнитный диагноз магнитосферы. М.: Наука, 1980. 299 с.
- Миллер М.А. Движение заряженных частиц в высокочастотных электромагнитных полях // Радиопизика. 1958. Т. 1, № 3. С.110–123.
- Питаевский Л.П. Электрические силы в прозрачной среде с дисперсией // ЖЭТФ. 1960. Т. 39, вып. 5. С.1450–1458.
- Guglielmi, A. V. Comment on the ponderomotive self-action of Alfvén waves // J. Geophys. Res. 1997. V. 102, N A1. P.209–210.
- Guglielmi A., Lundin R. Ponderomotive upward acceleration of ions by ion cyclotron and Alfvén waves over the polar regions // J. Geophys. Res. 2001. V. 106. P.13219–13236.
- Guglielmi A., Lundin R. Ponderomotive interaction between the ULF waves and heavy ions in the magnetosphere // EGU General Assembly 2010. Geophys. Res. Abstr. 2010. V. 12. EGU2010-288.
- Lundin R., Guglielmi A. Ponderomotive forces in cosmos // Space Sci. Rev. 2006. V. 127. P.1–116.
- Nilsson H., Joko S., Lundin R. et al. The structure of high altitude O⁺ energization and outflows: a case study // Ann. Geophys. 2004. V. 22. P.2497–2506.
- Potapov A.S., Guglielmi A.V. A nonlinear displacement of Pc5 latitudinal profiles // Geomagnetism and Aeronomy. 2009. V. 49. N 8 (Special Issue 2). P.1189–1192.
- 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.
- Zotov O.D., Guglielmi A.V. Diversity of geophysical manifestation of the ponderomotive forces // Proceedings of the 8th International Conference “Problems of Geocosmos”. St. Petersburg. Petrodvorets. 20–24 Sept. 2010. P.294–249.

Сведения об авторах

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.: 8-916-647-51-76. E-mail: guglielmi@mail.ru

ЛУНДИН Рикард (LUNDIN Rickard) – профессор, Институт космической физики. 90187, Умеа, Швеция (<http://www.irf.se/>). Тел.: +46 90 786 9205. E-mail: rickard@irf.se

PONDEROMOTIVE INTERACTION BETWEEN THE IONS AND ULF WAVES IN THE EARTH'S MAGNETOSPHERE

A. V. Guglielmi¹, R. Lundin²

¹ *Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

² *Swedish Institute of Space Physics, Teknikhuset, 90187, Umea, Sweden*

Abstract. There are two types of problems in the physics of ponderomotive interaction between the ultralow frequency (ULF) waves and heavy ions in the magnetosphere. They arise at the conditions of nonresonant and resonant interaction, and they can be conditionally named constructive and conceptual problems respectively. The first type of problems may be solved in principle by using the standard theory of the ponderomotive forces, whereas an essential modification of standard theory is needed for the solution of the second one. The modification is required due to the nonintegrable singularity of ponderomotive potential at the resonant point. In this paper, which is written under the report submitted by authors on May 5, 2010 on the General Assembly EGS in Vienna, we discuss the relevant tasks related to the both types of problems. The ponderomotive acceleration of polar wind and redistribution of ions with deep plasma cavities formation under the action of Alfvén waves are considered. The modification of the ULF wave fields due to ponderomotive redistribution of ions is demonstrated. The special attention is given to an assessment of the upward acceleration of O⁺ ions under the condition of ponderomotive resonance. This rather complex and intricate mechanism delivers high-energy ions O⁺ of ionospheric origin to the periphery of the magnetosphere. The overall conclusion is that the formalism of ponderomotive forces is useful when solving some problems of the wave-particle interaction in the magnetosphere.

Keywords: electromagnetic waves, magnetosphere, ponderomotive forces, particles acceleration.