

**ПАРЦИАЛЬНЫЕ ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ ВОЛН АЛЬФВЕНА  
В ОКОЛОЗЕМНОЙ ПЛАЗМЕ****PARTIAL PONDEROMOTIVE FORCES OF ALFVÉN WAVES  
IN NEAR-EARTH PLASMA****А.В. Гульельми***Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Москва, Россия, guglielmi@mail.ru***Ф.З. Фейгин***Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН,  
Москва, Россия, feygin@mail.ru***A.V. Guglielmi***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,  
Moscow, Russia, guglielmi@mail.ru***F.Z. Feygin***Schmidt Institute of Physics of the Earth RAS,  
Moscow, Russia, feygin@mail.ru*

**Аннотация.** При исследовании пондеромоторного воздействия волн Альфвена на околоземную плазму ранее использовалась общая формула для пондеромоторных сил, известная в классической электродинамике сплошных сред. Формула в явном виде не учитывает многоионного состава плазмы. Под действием волн были обнаружены заметные изменения макроскопических параметров — плотности и скорости плазмы. Плазма в магнитосфере Земли содержит ионы с различным отношением заряда к массе. Кроме ионов водорода и гелия, плазма содержит примеси ионов кислорода ионосферного происхождения, а также других тяжелых ионов. В этой связи возникает широкий круг задач о пондеромоторной сепарации ионов различных сортов. Для решения задач такого рода предлагается использовать парциальные пондеромоторные силы и описывать плазму не гидродинамическими, а квазигидродинамическими уравнениями. В статье рассмотрен вывод выражений для парциальных сил в случае бегущей монохроматической волны Альфвена, а также указан способ получения более общих формул путем разложения классической формулы, известной в макроскопической электродинамике, на сумму парциальных сил. Пондеромоторная сепарация ионов проиллюстрирована на примере задачи о диффузионном равновесии магнитосферной плазмы. Предложена гипотеза о том, что волны Альфвена перераспределяют плазму вдоль геомагнитных силовых линий таким образом, что плазма в минимумах магнитного поля характеризуется повышенным содержанием тяжелых ионов. Высказано предположение о существовании в потоке полярного ветра струйных течений с малой примесью тяжелых ионов. Статья посвящена 80-летию открытия волн Альфвена.

**Ключевые слова:** электродинамика, плазма, волна Альфвена, пондеромоторная сила, геомагнитное поле, амбиполярная диффузия, шкала высот, резонансное ускорение, полярный ветер.

**Abstract.** In the study of the ponderomotive action of Alfvén waves on near-Earth plasma, the general formula for ponderomotive forces, known in classical electrodynamics of continuous media, was previously used. The formula does not explicitly take into account the multi-ion composition of the plasma. Under the action of the waves, significant changes were found in macroscopic parameters — plasma density and velocity. Plasma in Earth’s magnetosphere contains ions with different charge-to-mass ratios. Besides hydrogen and helium ions, the plasma has an admixture of oxygen ions of ionospheric origin, as well as an admixture of other heavy ions. In this connection, a wide range of problems arise on the ponderomotive separation of ions of various types. To solve these problems, it is proposed to use partial ponderomotive forces and to describe the plasma not by hydrodynamic, but by quasi-hydrodynamic equations. In this paper, we discuss the derivation of partial forces for a traveling monochromatic Alfvén wave, and also suggest a method for deriving more general formulas by expanding the classical formula, known in macroscopic electrodynamics, into the sum of partial forces. The ponderomotive separation of ions is illustrated by the example of the problem for diffusion equilibrium of magnetospheric plasma. We propose a hypothesis that Alfvén waves redistribute plasma along geomagnetic field lines in such a way that the plasma at the magnetic field minima is characterized by an increased content of heavy ions. We suggest that a small admixture of heavy ions exists in the polar wind jet stream. The article is dedicated to the 80<sup>th</sup> anniversary of the discovery of Alfvén waves.

**Keywords:** electrodynamics, plasma, Alfvén wave, ponderomotive force, geomagnetic field, ambipolar diffusion, height scale, resonant acceleration, polar wind.

**ВВЕДЕНИЕ**

Пондеромоторной называют силу, квадратичную по амплитуде и усредненную по периоду колебаний, которая действует на заряженные частицы со стороны

электромагнитной волны. Околоземная плазма характеризуется богатым разнообразием электромагнитных волн, но нас будут интересовать ультранизкочастотные (УНЧ) волны, поскольку их амплитуда,

как правило, значительно превышает амплитуды волн других диапазонов частот [Гульельми, 1979].

Слово «пондеромоторный» происходит от латинских слов *pondus* (тяжесть) и *motor* (движение). Термин «пондеромоторные силы» был введен в старину, когда эфир рассматривался параллельно с обычными «тяжелыми» телами. В современном языке пондеромоторной обычно называют нелинейную среднюю силу, характерную для осциллирующего поля.

Проблеме пондеромоторных сил в околосредней плазме мы посвятили ряд теоретических исследований (см. [Гульельми, Фейгин, 2018; Гульельми, 1992; Feygin et al., 1997, 1998; Nekrasov, Feygin, 2013; Barnett et al., 2022; Espinoza-Troni et al., 2023] и указанную в них литературу). При этом плазменная среда в гидродинамическом приближении рассматривалась нами как целое. В отличие от этого в данной работе плазма описывается квазигидродинамически. Это дает возможность изучить явление сепарации ионов с различным отношением заряда к массе под воздействием пондеромоторных сил.

Второе отличие данной работы от предыдущих тесно связано с первым и состоит в том, что мы используем парциальные пондеромоторные силы, действующие на электроны и ионы различных сортов, а отнюдь не суммарную пондеромоторную силу, известную в электродинамике сплошных сред [Ландау, Лифшиц, 2003a] и действующую на единичный объем плазменной среды. Наконец, если ранее мы рассматривали пондеромоторные силы ионно-циклотронных волн, теперь мы сосредоточим внимание на пондеромоторных силах волн Альфвена. Следует напомнить, что волны Альфвена и ионно-циклотронные волны относятся к одной и той же ветви дисперсионных кривых [Гинзбург, 1967]. Таким образом, результаты данной работы естественным образом дополняют результаты, полученные нами ранее.

Напомним, что существование волн Альфвена было доказано теоретически 80 лет тому назад [Alfvén, 1942] (см. также [Альфвен, 1952]). Во второй половине прошлого века было установлено, что представление о волнах Альфвена играет ключевую роль в физике геоэлектромагнитных УНЧ-волн [Нишида, 1980].

## 1. ПОНДЕРОМОТОРНЫЕ СИЛЫ

Рассмотрим заряженную частицу в поле бегущей монохроматической волны Альфвена. Нелинейная часть силы Лоренца, действующая на частицу, имеет вид  $\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{b}]$ , где  $e$  — заряд частицы;  $c$  — скорость света;  $\mathbf{v}(\mathbf{x}, t)$  — скорость частицы;  $\mathbf{b}(\mathbf{x}, t)$  — магнитное поле волны Альфвена. Пондеромоторное перераспределение частиц в околосредней среде (магнитосфере) наиболее эффективно происходит вдоль силовых линий геомагнитного поля  $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ . В соответствии с этим мы сосредоточим внимание на продольной компоненте  $\frac{e}{c}[\mathbf{v}\mathbf{b}]_{\parallel}$  нелинейной части силы

Лоренца. Нам следует усреднить эту величину по периоду колебаний, чтобы получить продольную компоненту пондеромоторной силы

$$F = \frac{e}{c} \langle [\mathbf{v}\mathbf{b}]_{\parallel} \rangle = \frac{e}{2c} \text{Re}[\mathbf{v}^* \mathbf{b}]_{\parallel}. \quad (1)$$

Чтобы получить квадратичное приближение для  $F$ , мы воспользуемся линеаризованным уравнением движения и вычислим  $\mathbf{v}$ . Наконец, с помощью уравнения индукции выразим  $\mathbf{b}$  через амплитуду  $E$  колебаний электрического поля волны Альфвена. В результате получим градиентную часть продольной компоненты пондеромоторной силы

$$F = \frac{mc^2}{4B^2} \partial E^2. \quad (2)$$

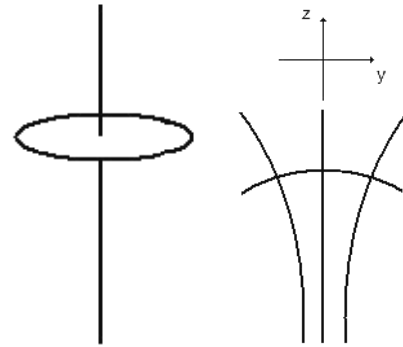
Здесь  $m$  — масса частицы,  $\partial$  — производная вдоль силовой линии геомагнитного поля.

Осталось добавить в правую часть (2) дополнительный член

$$F' = -\frac{mc^2}{2} \left(\frac{E}{B}\right)^2 \partial \ln B, \quad (3)$$

возникающий вследствие продольной неоднородности геомагнитного поля. Иногда дополнительный член называют силой диамагнитного выталкивания частицы, и это оправданно. В самом деле, рассмотрим рисунок, точнее, его левую часть. Здесь показана траектория частицы, совершающей оборот вокруг силовой линии внешнего магнитного поля. Поле тока частицы, усредненное по периоду обращения, эквивалентно полю диамагнитного момента. Момент можно подсчитать точно в однородном внешнем магнитном поле. Если внешнее поле уменьшается снизу вверх, из качественных соображений можно предположить, что частица будет выталкиваться вверх в область более слабого поля. Недостаток данного рассуждения состоит в том, что условие зависимости  $\mathbf{B}(z)$ , где  $z$  — координата вдоль силовой линии однородного поля, противоречит условию соленоидальности  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . Исправим недостаток и представим силу (3) как центробежную силу [Потапов, Гульельми, 2010].

Квазивертикальные линии в правой части рисунка изображают силовые линии однородного магнитного поля. Электрическое поле направлено перпендикулярно плоскости рисунка. В верхней части показана



Два взгляда на происхождение пондеромоторной силы диамагнитного выталкивания (см. текст)

ориентация координатных осей. Постоянное магнитное и переменное электрическое поля имеют компоненты  $\mathbf{B} = (0, B_y, B_z)$  и  $\mathbf{E} = (E_x, 0, 0)$ , причем  $B_y = -y\partial B$ ,  $B_z = B(z)$  и  $E_x = E \exp(-i\omega t)$ . Здесь  $\mathbf{E} \perp \mathbf{B}$ , как и должно быть в рамках идеальной магнитной гидродинамики [Альфвен, 1952], и неоднородность поля  $\mathbf{B}$  явно учтена с самого начала. Мы будем анализировать движение заряда в малой окрестности оси  $Z$ , так что  $|B_y| \ll |B_z|$  и  $|\mathbf{B}| \approx |B_z|$ . Поле  $\mathbf{B}$  соленоидальное ( $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ), и мы имеем  $B_y = -y\nabla_{\parallel} B$ . Здесь  $B(z) = B_z(z)$ ,  $\nabla_{\parallel} = \partial / \partial z \equiv \partial$ . Отрезок кривой линии в правой части рисунка представляет собой траекторию электрического дрейфа частицы. Радиус кривизны дрейфа равен  $R = -(\nabla_{\parallel} \ln B)^{-1}$ . Приведенные формулы позволяют вычислить центробежное ускорение, которое после умножения на массу и усреднения по времени дает формулу (3).

Выражение (2) нуждается в дополнительном преобразовании. Дело в следующем. Спутниковые измерения дают локальные значения  $E$ . Чтобы иметь возможность сопоставлять выводы теории с данными наблюдений, необходимо выразить член  $\partial E^2$  через  $E$ . Для этого воспользуемся теоремой Умова—Пойтинга, которая в данном случае имеет вид  $\nabla \cdot \langle \mathbf{S} \rangle = 0$ , где  $\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi} [\mathbf{E} \mathbf{d}]$  — вектор Пойтинга.

После несложных преобразований получим

$$\partial E^2 = E^2 \partial \ln(B^2 / \rho^{1/2}). \quad (4)$$

При выводе (4) мы воспользовались соотношением

$$b = \frac{c}{c_A} / E, \text{ которое выполняется для волн Альфвена.}$$

Здесь  $c_A = B / \sqrt{4\pi\rho}$  — скорость Альфвена;  $\rho$  — плотность плазмы.

Комбинируя формулы (2)–(4), получаем

$$F = -\frac{mc^2}{8} \left( \frac{E}{B} \right)^2 \partial \ln \rho. \quad (5)$$

Видно, что появление пондеромоторной силы бегущей монохроматической волны Альфвена зависит от неоднородности распределения плотности плазмы вдоль геомагнитных силовых линий, но в явной форме не зависит от неоднородности геомагнитного поля.

Возникает вопрос, с какой целью мы используем пондеромоторные силы, вместо того чтобы воспользоваться более простой силой Лоренца (см., например, монографию [Ландау, Лифшиц, 2003б], в которой приведен ряд классических задач, решенных с использованием фундаментальной силы Лоренца). Это объясняется тем, что динамика движения заряда под действием силы Лоренца часто оказывается весьма сложной и не всегда физически прозрачной. Использование довольно громоздких формул для пондеромоторных сил позволяет существенно упростить динамику и расширить круг задач, допускаю-

щих решение и представляющих интерес для геофизики.

## 2. ДИФФУЗИОННОЕ РАВНОВЕСИЕ

Для простоты считаем магнитосферную плазму изотермической и пренебрежем соударениями между частицами. Баланс сил, действующих вдоль геомагнитных силовых линий, будем описывать системой квазигидродинамических уравнений

$$\partial p_e = m_e N g_{\parallel} - e N E_{\parallel} + f_e, \quad (6)$$

$$\partial p_i = m_i N_i g_{\parallel} + e N_i E_{\parallel} + f_i. \quad (7)$$

Здесь  $p_e$  и  $p_i$  — парциальные давления электронов и ионов; индекс  $i$  указывает на сорт иона, все ионы считаются однозарядными и положительными;  $m_e$  и  $m_i$  — массы электронов и ионов;  $N$  — концентрация электронов;  $N_i$  — концентрация ионов;  $g_{\parallel}$  — проекция гравитационного ускорения на касательную к силовой линии геомагнитного поля;  $e$  — элементарный электрический заряд;  $E_{\parallel}$  — амбиполярное электрическое поле;  $f_e = N F_e$  и  $f_i = N_i F_i$  — парциальные пондеромоторные силы, действующие соответственно на электроны и ионы в единичном объеме плазмы. Добавим к (6), (7) уравнения состояния  $p_e = NT$  и  $p_i = N_i T$ , где  $T$  — температура плазмы. Комбинируя (6) и (7) с учетом уравнений состояния и условия квазинейтральности  $N = \sum N_i$ , находим амбиполярное электрическое поле

$$E_{\parallel} = -\frac{m_+}{2e} G, \quad (8)$$

где  $G = g_{\parallel} + a$ ,  $a$  — пондеромоторное ускорение

$$a = -\frac{b^2}{32\pi\rho} \partial \ln \rho. \quad (9)$$

Подставляя (8) в (7), получаем систему уравнений, описывающих пространственное распределение ионов

$$T \partial \ln N_i = \left( m_i - \frac{m_+}{2} \right) G. \quad (10)$$

Здесь  $m_+ = \rho / N$  — средняя масса ионов.

Выше максимума ионосферного слоя F2 плотность плазмы  $\rho$  падает с удалением от Земли. Соответственно пондеромоторное ускорение  $a$  направлено вверх. Происходит пондеромоторная редукция гравитационного ускорения, что приводит к интересным последствиям.

В простейшем случае массы всех ионов одинаковы,  $m_+ = m_i$  и (10) приобретает вид

$$\left( c_s^2 - \frac{\alpha}{\sqrt{\rho}} \right) \partial \rho = g_{\parallel} \rho. \quad (11)$$

Здесь  $c_s = (2T / n_i)^{1/2}$ ,  $\alpha = \frac{b_0^2}{32\pi} \sqrt{\rho_0}$ ,  $b_0, \rho_0$  — значения в некоторой точке на данной силовой линии, например в точке измерения на спутнике. На вы-

соких широтах силовые линии геомагнитного поля почти вертикальны и уравнение (11) можно переписать в виде

$$\frac{1}{\rho} \left( c_s^2 - \frac{\alpha}{\sqrt{\rho}} \right) \frac{d\rho}{dr} = - \frac{\kappa M}{r^2} \quad (12)$$

и проинтегрировать

$$\frac{r_0}{r} = 1 + \beta \left\{ \ln \left( \frac{\rho(r)}{\rho_0} \right) + \gamma \left[ 1 - \left( \frac{\rho_0}{\rho(r)} \right)^{1/2} \right] \right\}. \quad (13)$$

Здесь  $M$  — масса Земли;  $\kappa$  — гравитационная постоянная;  $r$  — расстояние от центра Земли;  $r_0$  — указанная

выше точка;  $\beta = \frac{c_s^2 r_0}{\kappa M}$ ,  $\gamma = \frac{b_0^2 r_0}{32\pi N_0 T}$ .

Параметр  $\gamma$  характеризует эффективность пондеромоторного перераспределения плотности плазмы. При переходе от  $\gamma \ll 1$  к  $\gamma \gg 1$  экспоненциальный спад плотности при  $r \sim r_0$  сменяется степенным. Если  $\beta \ll 1$ , на расстоянии, допустим, в два раза превышающем  $r_0$ , сильная модификация плотности происходит уже при

$$\gamma > \exp \left( - \frac{1}{2\beta} \right). \quad (14)$$

В общем случае для изучения пространственного перераспределения ионов необходимо решить систему квазилинейных уравнений (10). Возникает большое разнообразие постановок задачи. Ограничимся качественным анализом случая, когда плазма содержит смесь ионов только двух сортов — легких ( $i=1$ ) и тяжелых ( $i=2$ ). Можно показать, что  $N_2$  падает с удалением от Земли, а  $N_1$  имеет один максимум. Совместим точку  $r_0$  с максимумом концентрации легких ионов. Тогда из (10) следует, что локальная шкала высот для тяжелых ионов увеличивается под действием волны Альфвена в  $\gamma' + 1$  раз, причем

$$\frac{\gamma'}{\gamma} = \frac{2m_2}{m_1} \left( \frac{m_2 - 2m_1}{m_2 - m_1} \right)^2. \quad (15)$$

Например, для смеси ионов  $H^+$  и  $O^+$  величина  $\gamma'$  почти в 30 раз больше, чем  $\gamma$ . В этом смысле можно сказать, что наличие в плазме ионов с различным отношением заряда к массе повышает эффективность пондеромоторной силы волн Альфвена.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Мы вывели формулы для парциальных сил  $f_e, f_i$  на основе эвристических соображений, изложенных в разделе 1. Нельзя ли получить те же формулы регулярным методом? Обсудим этот вопрос, поскольку он важен в двух аспектах. Во-первых, канонический вывод подтвердит правильность наших формул. Во-вторых, как мы убедимся, откроется возможность выхода за рамки идеальной магнитной

гидродинамики при анализе вопроса о пондеромоторной сепарации ионов.

Будем исходить из общего выражения для продольной компоненты полной пондеромоторной силы, действующей на единичный объем магнитосферной плазмы,

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

Здесь  $\varepsilon_{\alpha\beta}$  — тензор диэлектрической проницаемости плазмы;  $\delta_{\alpha\beta}$  — символ Кронекера [Ландау, Лифшиц, 2003а]. Воспользуемся известной формулой феноменологической электродинамики

$$\varepsilon_{\alpha\beta} = \delta_{\alpha\beta} + \frac{4\pi i}{\omega} \sigma_{\alpha\beta} \quad (17)$$

и выразим  $f_\Sigma$  через тензор электропроводности  $\sigma_{\alpha\beta}$  [Лифшиц, Питаевский, 1979]. В силу аддитивности тока тензор  $\sigma_{\alpha\beta}$  является суммой парциальных проводимостей плазмы за счет заряженных частиц всех сортов:  $\sigma_{\alpha\beta} = \sum_p \sigma_{\alpha\beta}^p$ . Здесь  $\sigma_{\alpha\beta}^p$  — вклад частиц сорта  $p$  в тензор проводимости. Подставим сумму  $\sum_p \sigma_{\alpha\beta}^p$  в правую часть формулы (16) и получим раз-

ложение полной силы  $f_\Sigma$  на сумму парциальных сил. После этого остается использовать известные выражения для парциальных проводимостей, например в холодноплазменном приближении [Гульельми, 1979], использовать поляризационные соотношения для компонент  $E_\alpha$  электрического поля волны Альфвена и пренебречь всеми членами вида  $\omega/\Omega_i$  по сравнению с единицей. В результате мы получим формулы для парциальных сил, используемые в разделе 2.

Интересный вывод о пондеромоторном перераспределении ионов можно сделать, если учесть члены порядка  $\omega/\Omega_i$ , но сохранить при этом условие  $\omega < \Omega_{\min}$ , где  $\Omega_{\min} = \frac{eB}{m_{\max} c}$  — гирочастота наиболее

тяжелых ионов. Вывод касается химического состава плазмы в минимумах геомагнитного поля. Обсудим вопрос подробнее.

Ранее было показано [Гульельми, Фейгин, 2018], что учет членов  $\omega/\Omega_i$  в выражении для пондеромоторной силы приводит к выводу о существовании максимумов плотности плазмы  $\rho$  в минимумах геомагнитного поля  $B$ . В центральных областях магнитосферы минимумы располагаются в плоскости геомагнитного экватора. На периферии дневной магнитосферы два минимума располагаются симметрично на некотором удалении от плоскости экватора. При расчетах плазма описывалась гидродинамически, т. е. без учета многоионного состава плазмы. Квазигидродинамическое описание позволяет нам внести следующее важное уточнение. Поскольку эффект пондеромоторного сгребания плазмы к минимумам поля тем сильнее, чем ближе величина  $\omega/\Omega_i$  к единице, в максимумах плотности плазмы  $\rho$  должно наблюдаться повышенное содержание тяжелых

ионов. Вообще говоря, это предсказание допускает экспериментальную проверку путем масс-спектрометрических измерений на спутниках.

Если условие  $\omega < \Omega_{\min}$  будет нарушено, в структуре волн Альфвена произойдут резкие изменения. На трассе распространения возникнут нуль и полюс показателя преломления, между которыми расположится полоса непрозрачности. Допустим, что концентрация тяжелых ионов настолько мала, что наличием полосы непрозрачности можно пренебречь. Волна Альфвена пересечет полосу почти без искажений. В то же время тяжелые ионы в окрестности резонанса  $\omega = \Omega_{\min}$  испытают аномально большое ускорение вверх. Однако для подробного анализа пондеромоторного резонансного ускорения тяжелых ионов в поле волны Альфвена необходимо отдельное исследование.

Завершая обсуждение, мы хотим коснуться вопроса о квазигидродинамическом описании многоионного потока плазмы. Известно, что над полярной шапкой существует анабатический поток, называемый полярным ветром (см., например, [Banks, Holzer, 1968; Чугунин и др., 2018]). На достаточно большом удалении от Земли полярный ветер состоит по преимуществу из ионов водорода с малой примесью тяжелых ионов, например ионов кислорода. В гидродинамическом приближении было показано, что ускорение плазмы под воздействием волн Альфвена нарастает вверх по течению [Гульельми, Фейгин, 2018]. Квазигидродинамическое описание позволяет внести немаловажное уточнение. А именно, при  $\omega \sim \Omega_{\alpha}$  возникает существенная поправка к парциальной силе, действующей на тяжелые ионы. В результате в потоке полярного ветра могут возникнуть быстрые струйные течения тяжелых ионов.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Мы представили идею о парциальных пондеромоторных силах электромагнитных УНЧ-волн в плазме. Формулы для парциальных сил дают возможность перейти от гидродинамического описания воздействия волн на плазму к квазигидродинамическому. Это существенно расширяет круг задач о перераспределении многоионной магнитосферной плазмы вдоль геомагнитных силовых линий под воздействием УНЧ-волн естественного происхождения. В рамках модели бегущей монохроматической волны Альфвена в бесстолкновительной плазме действуют градиентная и центробежная силы, пропорциональные величинам  $\partial E^2$  и  $E^2 \partial B$  соответственно. Уже в рамках этой простейшей модели теория обладает силой предсказания. Если же учесть немонохроматичность, круг интересных задач расширяется за счет появления силы Абрахама [Гинзбург, 2020], пропорциональной  $\partial E^2 / \partial t$ . Силу Абрахама можно разложить также на парциальные силы по методике, рассмотренной нами выше. Учет частоты соударений  $\nu$  между частицами в ионосфере открывает дополнительные возможности за счет пондеромоторной силы, пропорциональной  $\nu E^2$ . Заметим, что по вполне понятной причине в макроскопической элект-

родинамике [Ландау, Лифшиц, 20036] сила такого рода не учитывается в общем выражении для пондеромоторной силы, так что вопрос о разложении на парциальные силы не возникает.

Мы выражаем благодарность А.С. Потапову за интерес к данной работе и обсуждения.

Работа выполнена в рамках Государственного задания института физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Альфвен Х. *Космическая электродинамика*. М.: ИЛ, 1952. 260 с.
- Гинзбург В.Л. *Распространение электромагнитных волн в плазме*. М.: Наука, 1967. 685 с.
- Гинзбург В.Л. *Теоретическая физика и астрофизика*. М.: Ленанд, 2020. 488 с.
- 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., Фейгин Ф.З. Воздействие пондеромоторных сил на магнитосферу Земли. *Физика Земли*. 2018. № 5. С. 53–60. DOI: [10.1134/S1069351318050075](https://doi.org/10.1134/S1069351318050075).
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Электродинамика сплошных сред*. М.: Физматлит, 2003а. 656 с.
- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория поля*. М.: Физматлит, 2003б. 536 с.
- Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. *Физическая кинетика*. М.: Наука, 1979. 528 с.
- Нишида А. *Геомагнитный диагноз магнитосферы*. М.: Наука, 1980. 299 с.
- Потапов А.С., Гульельми А.В. Ускорение магнитосферных ионов вверх осциляторной составляющей центробежной силы. *Солнечно-земная физика*. 2010. Вып. 16. С. 14–18.
- Чугунин Д.В., Клименко М.В., Клименко В.В. Характеристики потоков полярного ветра на высотах 20000 км. *Химическая физика*. 2018. Т. 37, № 5. С. 31–36.
- Alfvén H. Existence of electromagnetic-hydrodynamic waves. *Nature*. 1942. Vol. 150. P. 405–406.
- Banks P.M., Holzer T.E. The polar wind. *J. Geophys. Res.* 1968. Vol. 73 (21). P. 6846–6854.
- Barnett R.L., Green D.L., Waters C.L., et al. Ponderomotive force driven density modifications parallel to  $B_0$  on the LAPD. *Phys. Plasmas*. 2022. Vol. 29, iss. 4. 042508. DOI: [10.1063/5.0071162](https://doi.org/10.1063/5.0071162).
- Espinoza-Troni J., Asenjo F.A., Moya P.S. Ponderomotive forces due to electron waves in unmagnetized plasmas described by Kappa distribution functions. *Plasma Phys. Control. Fusion*. 2023. Vol. 65 (6). 06500. DOI: [10.1088/1361-6587/acc68a](https://doi.org/10.1088/1361-6587/acc68a).
- Feygin F.Z., Pokhotelov O.A., Pokhotelov D.O., et al. Exo-plasmaspheric refilling due to ponderomotive forces induced by geomagnetic pulsations. *J. Geophys. Res.* 1997. Vol. 102. P. 4841–4845.
- Feygin F.Z., Pokhotelov O.A., Pokhotelov D.O., et al. Effect of heavy ions on ponderomotive forces due to ion cyclotron waves. *J. Geophys. Res.* 1998. Vol. 103. P. 20481–20486.
- Nekrasov A.K., Feygin F.Z. Ponderomotive modification of multicomponent magnetospheric plasma due to electromagnetic ion cyclotron waves. *Astrophys. Space Sci.* 2013. Vol. 346. P. 203–212.
- Как цитировать эту статью:*  
Гульельми А.В., Фейгин Ф.З. Парциальные пондеромоторные силы волн Альфвена в околоземной плазме. *Солнечно-земная физика*. 2023. Т. 9, № 3. С. 28–32. DOI: [10.12737/szf-93202304](https://doi.org/10.12737/szf-93202304).