ФИЗИКА ПЛАЗМЫ, 2021, том 47, № 9, с. 801–807

КОСМИЧЕСКАЯ ПЛАЗМА

УДК 533.951

СЛИЯНИЕ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ И РАСЧЕТ ДОЛИ ВЫСОКОЭНЕРГИЧНЫХ ЧАСТИЦ В СОЛНЕЧНОМ ВЕТРЕ

И. А. Молотков[a], *, Н. А. Рябова[a], **

[a] *Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн им. Н.В. Пушкова РАН (ИЗМИРАН), Троицк, Москва, Россия*

**e-mail: iamolotkov@yandex.ru*

***e-mail:ryabova@izmiran.ru*

Поступила в редакцию 19.12.2020 г.
После доработки 06.05.2021 г.
Принята к публикации 11.05.2021 г.

Предлагаемая статья использует существенно разные подходы для аналитического описания процессов слияния магнитных островов. Один подход основан на системе нелинейных магнитогидродинамических (МГД) уравнений, а второй – базируется на уравнении переноса для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям. В стандартном случае эти подходы основаны на использовании одножидкостного варианта плазмы, когда плазма и есть единственная жидкость. В данной статье оба подхода применяются при двухжидкостной модели, когда плазма трактуется как объединение ионной и электронной жидкостей. Физические процессы в плазме солнечного ветра приводят к дополнительному образованию магнитных островов. Особенно велика роль этих процессов в окрестности фронта межпланетной ударной волны. При реализации первого подхода изучен процесс слияния магнитных островов. При реализации второго подхода подсчитана доля высокоэнергичных частиц в плазме солнечного ветра. Установлено количество частиц, приобретающих в солнечном ветре (в том числе при процессах слияния магнитных островов) энергию свыше 1 МэВ. Во всех рассмотренных частных случаях найдены явные выражения и количественные оценки для основных параметров солнечного ветра.

Ключевые слова: магнитные острова, двухжидкостная модель плазмы, ускорительные процессы в плазме солнечного ветра

DOI: 10.31857/S0367292121090067

1. ВВЕДЕНИЕ. СТАНДАРТНАЯ МГД-СИСТЕМА УРАВНЕНИЙ

Развитие магнитной гидродинамики привело к ее совершенствованию, при котором плазма трактуется как смесь ионной и электронной жидкостей, что означает переход к двухжидкостной магнитной гидродинамике. Именно такая версия системы МГД-уравнений будет играть важнейшую роль в нашей работе.

Рассматриваем бесстолкновительную (или малостолкновительную) плазму солнечного ветра, в которой длина свободного пробега l много больше других масштабов длины. Процессы в плазме солнечного ветра – турбулентность, магнитное пересоединение и др. [1–3] приводят к образованию мелкомасштабных магнитных островов – замкнутых сгустков магнитного поля. Характерный размер магнитных островов порядка 0.001–0.01 а. е. (1 а. е.=149.6 млн. км). Слияния магнитных островов создают дополнительное электрическое поле [3]. Процессы слияния магнитных островов характерны для зоны позади фронта межпланетной ударной волны. Полагаем, что рассматриваемое движение солнечного ветра является одномерным и стационарным.

Для конкретного описания слияния магнитных островов можем указать три разные использованные модели слияния магнитных островов.

1. Модель Свита–Паркера, модель приведена в книге [2], с. 24. Оригинальные публикации [4] и [5]. Эта модель медленного пересоединения магнитных островов, направленная на объяснение выделения энергии в солнечных вспышках. Сейчас ведется поиск быстрого процесса пересоединения для описания солнечных вспышек.

2. Модель с разрывом сепаратрисы, модель также приведена в книге [2], с. 574. Оригинальная публикация [6]. Важность этой модели антипараллельного слияния в том, что межпланетные магнитные поля строго антипараллельны полю магнитосферы.

3. Важная роль (еще одной модели) слияния магнитных островов отмечена также в работе [3].

Надо отметить, что в нашей работе учитываются все перечисленные выше модели слияния магнитных островов.

При использовании двухжидкостных моделей солнечного ветра как при применении уравнений магнитной гидродинамики (см. [2, 3, 7]), так и при использовании функций распределения частиц по скоростям (см. [3]), оба возможных подхода оказываются весьма актуальными. Первый подход особенно важен при реализации модели медленного пересоединения магнитных островов Свита—Паркера [5, 6] и при оценке ускорительных процессов, см. [3]. Второй подход после использования уравнений (40), (41) данной статьи, приводящих к формуле (48), дает непосредственную оценку ускорительных процессов в солнечном ветре. Таким образом, оба реализуемых подхода актуальны для используемой модели солнечного ветра.

Вначале рассматриваем стандартную одножидкостную модель плазмы, что будет являться важной ступенью для понимания расчетов для двухжидкостной модели и сопоставления результатов.

Начинаем с анализа процесса слияния. Обратимся к нелинейным уравнениям магнитной гидродинамики (см. [2, 7]). В некоторых частных случаях эти уравнения удается точно или приближенно проинтегрировать.

Рассмотрим тонкий двумерный слой

$$-h \le x \le 0, \quad -\infty < y < \infty, \tag{1}$$

примыкающий к фронту межпланетной ударной волны и расположенный позади этого фронта ударной волны. В связи с (1) полагаем, что области перед фронтом соответствует $x > 0$, а позади фронта – $x < 0$. Считаем, что толщина слоя h мала по сравнению с другими величинами размерности длины и не должна превосходить длину свободного пробега частиц l.

Будем упрощать систему МГД-уравнений. В связи с неравенствами (1) очевидно, что члены с производными $\partial/\partial y$ в этих уравнениях малы по сравнению с членами, содержащими $\partial/\partial x$. Второе упрощение связано с рассмотрением слоя (1), примыкающего к фронту межпланетной ударной волны. Для такого слоя (см. [2], гл. 10) составляющая скорости v_y равна нулю или ничтожно мала. Это означает, что скорость плазменного потока направлена по нормали к слою. Наоборот, вектор **B** направлен преимущественно вдоль слоя. Индексы x и y здесь и далее отмечают компоненты соответствующих векторов. Таким образом, в рассматриваемой системе уравнений кроме малой толщины h содержатся малые величины v_y и B_x. Для определенности считаем эти величины также имеющими порядок h и полагаем

$$v_y = a(x,y)\,h, \quad B_x = b(x,y)\,h.$$

Функции $a(x,y)$ и $b(x,y)$ – конечные. Из-за малости приведенных выше величин v_y, B_x и h в дальнейшем мы пренебрегаем величиной $\partial B_x/\partial x$.

Для простоты записи полагаем, что

$$v_x = v, \quad B_y = B.$$

В двумерном стационарном случае в результате учета сделанных выше упрощений исходная стандартная система МГД-уравнений принимает вид

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho v) = 0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial B}{\partial y} = 0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(vB - \eta\frac{\partial B}{\partial x}\right) = 0, \tag{4}$$

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \zeta\rho\frac{\partial^2 v}{\partial x^2} - \frac{1}{2\mu}\frac{\partial(B^2)}{\partial x} + F(x,y), \tag{5}$$

$$p = \frac{n_0 k_B}{\rho_0}\rho T. \tag{6}$$

Здесь p – давление, ρ – массовая плотность, n – объемная плотность числа частиц, ρ_0 и n_0 – значения указанных плотностей на фронте межпланетной ударной волны, k_B – постоянная Больцмана, μ – магнитная проницаемость, η – коэффициент магнитной диффузии, ζ – коэффициент кинематического сдвига, T – температура плазмы солнечного ветра. Возможное дополнительное воздействие на плазменную среду учитывается в уравнении (5) слагаемым $F(x,y)$. Полный вид системы уравнений (2)–(6) приведен, например, в книге [2]: уравнения (1.1), (1.9), (1.12), (1.2), (1.11).

Присутствие диффузионных коэффициентов η и ζ в уравнениях (4) и (5) означает, что рассматриваемая плазма является слабостолкновительной, допускающей единичные столкновения. Кроме выписанных МГД-уравнений будем использовать уравнение Паркера

$$\frac{\partial p}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x}(\rho v^2), \tag{7}$$

связывающее давление, плотность плазмы и скорость частиц в солнечном ветре [4].

Среди величин, описывающих процессы в солнечном ветре, наибольший интерес представляют две величины: скорость частиц плазменного потока v и квадрат индукции магнитного поля B^2. Для этих величин как в стандартном, так и в рассмотренном далее двухжидкостном случае, сформулируем начальные условия на фронте ударной волны (при $x = 0$)

$$v\big|_{x=0} = c_0, \quad B^2\big|_{x=0} = B_0^2, \tag{8}$$

где c_0 – быстрая магнитозвуковая скорость в плазме солнечного ветра (см. [8]). Величина c_0 зависит от температуры плазмы. На уровне орбиты Земли температура протонов солнечного ветра равна 5×10^4 K, температура электронов равна 1.5×10^5 K. Поэтому будем полагать среднюю температуру в солнечном ветре равной $T_{ср} = 10^5$ K. Тогда быстрая магнитозвуковая скорость приблизительно равна

$$c_0 \approx 40 \text{ км/с}. \tag{9}$$

Ближайшая цель данного раздела состоит в выводе стандартных уравнений (2)–(6) в примыкающем к фронту межпланетной ударной волны тонком слое (1) и анализе процессов слияния магнитных островов в этом слое. Среди перечисленных уравнений уравнения (4)–(6) являются основными. Слагаемые в уравнении (5) имеют разный порядок, слагаемое с множителем $\partial^2 v/\partial x^2$ является старшим. Поэтому из (5) следуют два соотношения

$$v = c_0 + x v_1(y), \quad v_1 > 0 \tag{10}$$

и

$$\frac{\partial p}{\partial x} + \frac{1}{2\mu}\frac{\partial (B^2)}{\partial x} = 0. \tag{11}$$

В соотношении (10) использован тот факт, что скорость плазменного потока на фронте межпланетной ударной волны равна скорости магнитного звука c_0 в плазме солнечного ветра. В (11) использованы соотношение (2) и уравнение Паркера (7). Линейность скорости частиц солнечного ветра по x в слое (1) и равенство (7) позволяют утверждать, что и квадрат магнитной индукции в этом слое линеен по x

$$B^2 = B_0^2 - x B_1^2. \tag{12}$$

В соответствии с (12) знак перед B_1^2 выбран противоположным по сравнению со знаком при v_1 в (10). Величина B_0^2 в (12) определяет квадрат магнитной индукции на фронте межпланетной ударной волны. Подставляя в уравнение (4) соотношения (10) и (12) и собирая в получившемся равенстве главные члены, получаем равенство

$$\frac{v_1}{c_0} = \frac{B_1^2}{2B_0^2}, \tag{13}$$

связывающее поправки v_1 и B_1^2. Из уравнения (2) следует, что убывание плотности ρ по x влечет нарастание скорости частиц солнечного ветра при $x < 0$, т.е. положительность v_1 $(v_1 > 0)$. Это дополнительно подтверждает равенство (13). Формула (13) завершает изложение стандартного (одножидкостного) подхода.

Нужно заметить, что среди величин, описывающих процессы в солнечном ветре, наибольший интерес представляет квадрат индукции магнитного поля B^2, а не сама величина магнитного поля B. Из (12) следует, что величины B_0^2 и xB_1^2 имеют одинаковые размерности. (В равенстве (13) размерности обоих частей совпадают $v_1/c_0[L^{-1}] = B_1^2/(2B_0^2)[L^{-1}]$).

Переходим ко второму подходу. Слияния магнитных островов создают дополнительное электрическое поле [3]. Процессы слияния характерны для зоны позади фронта межпланетной ударной волны. Для описания обсуждаемых процессов уже введена координата x, нормальная к фронту ударной волны, на котором $x = 0$. Вторая независимая переменная ξ,

$$\xi = \ln\left(\frac{c}{s}\right) \tag{14}$$

связана со скоростью частиц солнечного ветра c, s – некоторая пороговая скорость. Пороговая скорость s такова, что при $c > s$ частицы солнечного ветра ускоряются благодаря процессам пересоединений, турбулентности или механизмам Ферми. Слияние магнитных островов ранее рассматривалось в работе [3], где было выведено общее одномерное стационарное уравнение переноса

$$\begin{gathered} K\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - 2V\frac{\partial^2 f}{\partial x \partial \xi} - \\ -(U + 3V)\frac{\partial f}{\partial x} - \frac{2\eta}{3}\frac{\partial f}{\partial \xi} - 2\eta f = 0 \end{gathered} \tag{15}$$

для функции распределения $f(x, \xi)$ частиц солнечного ветра по скоростям как перед фронтом, так и за фронтом ударной волны. Обозначения в (15): K – коэффициент пространственной диффузии, U – крупномасштабная скорость течения плазмы, равная U_1 перед фронтом ударной волны и равная U_2 – позади фронта, V – скорость, связанная с действием электрического поля пересоединения, η – коэффициент магнитной диффузии. Использование уравнения (15) связано с упомянутым вторым подходом.

Для плазмы солнечного ветра типичны огромные значения магнитного числа Рейнольдса (см. [2], гл. 1)

$$R_m = L_0 V_0 \eta^{-1}. \tag{16}$$

Здесь L_0 – характерный масштаб длины, V_0 – характерная скорость. Для плазмы с таким значением R_m типичны различные процессы, происходящие с магнитными островами – потенциальными ловушками для заряженных частиц. Далее обратим основное внимание именно на процессы слияния магнитных островов.

Настоящая работа продолжает исследования, представленные в работах [1, 3, 9]. Следует отметить, что в упомянутых работах были приведены некоторые данные по скоростям частиц солнечного ветра, но совершенно отсутствовали сведения о динамике магнитного поля в солнечном ветре. Как и в [9], предполагаем, что рассматриваемое движение солнечного ветра фактически является одномерным (вдоль оси x) и стационарным. Таким образом, первый подход дает связь (13) поправок к скорости частиц солнечного ветра с поправками к величине магнитной индукции, а второй подход ведет к уравнению переноса (15).

В следующих разделах все расчеты будут проводиться в условиях использования двухжидкостной МГД-модели. Цели нашего исследования: аналитическое описание изменения параметров солнечного ветра под действием слияния магнитных островов (разд. 2); оценка доли высокоэнергичных частиц в потоке солнечного ветра вблизи фронта межпланетной ударной волны (разд. 3).

2. СИСТЕМА МГД-УРАВНЕНИЙ В ДВУХЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ

Если в стандартной МГД-модели основную роль играли две физические величины – скорость потока частиц солнечного ветра и индукция магнитного поля, то теперь при переходе к двухжидкостной системе уравнений становится важной третья физическая величина – массовая плотность потока плазмы.

Теперь плазма моделируется смесью двух жидкостей: ионной (отмеченной индексом i) и электронной (с индексом e). Как и в предыдущем разделе, рассматриваем стационарный случай, векторы скоростей v_i и v_e считаем направленными вдоль оси x.

Известно, что не всякая совокупность разноименно заряженных частиц может именоваться плазмой. Важное требование для плазмы состоит в том, что радиус Дебая $\lambda_D \simeq 6.9(T_e/n_e)^{1/2} \times 10$ м для нее должен быть мал по сравнению с другими величинами размерности длины в рассматриваемой среде. (Соответствующая формула приведена в [2], стр. 574). Здесь T_e – температура электронов, n_e – плотность электронов.

Во Введении движение плазмы описывалось стандартными уравнениями (4) и (5). В двухжидкостной модели уравнения движения (уравнения Эйлера) имеют вид

$$v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{k_B}{m_i n_i}\frac{\partial}{\partial x}(n_i T_i) - \frac{e_i}{m_i}\frac{\partial \varphi}{\partial x} + \frac{e_i}{c m_i}[\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}]_x, \quad (17)$$

$$v_e \frac{\partial v_e}{\partial x} = -\frac{k_B}{m_e n_e}\frac{\partial}{\partial x}(n_e T_e) + \frac{e_e}{m_e}\frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{e_e}{c m_e}[\mathbf{v}_e \times \mathbf{B}]_x \quad (18)$$

(см. [10]). Здесь $T_e = 1.5 \times 10^5$ K и $T_i = 5 \times 10^4$ K, что соответствует выписанному ранее равенству $T = 10^5$ K. Последние слагаемые правых частей (17) и (18) содержат известную силу Лоренца, см. [2]. В задачах для солнечного ветра эти слагаемые не являются существенными и далее опущены.

Входящий в (17) и (18) потенциал φ электрического поля удовлетворяет уравнению Пуассона

$$\Delta\varphi = -4\pi e(n_i - n_e). \quad (19)$$

Предполагаем далее, что плазма солнечного ветра является квазинейтральной и что ионы являются однозарядными. Тогда имеем

$$e_i = -e_e = e, \quad n_i \approx n_e = n. \quad (20)$$

В силу (20) потенциал φ для дальнейшего не существенен.

Умножаем уравнение (17) на m_i и уравнение (18) на m_e. Складывая эти уравнения с учетом (20) и пренебрегая квадратом разности $(v - v_i)$, получаем

$$v\frac{\partial v}{\partial x} = -\frac{2k_B}{m_i n}\frac{\partial}{\partial x}(n T_{\text{ср}}). \quad (21)$$

Здесь

$$v = v_i + \frac{m_e}{m_i} v_e \approx v_i, \quad T_{\text{ср}} \equiv \frac{1}{2}(T_i + T_e).$$

Поскольку плотность частиц n в (21) убывает с координатой x, то правая часть (21) положительна. Уравнение (21), как и уравнение (13), описывает увеличение кинетической энергии частиц солнечного ветра за счет кинетической энергии, запасенной сливающимися в дальнейшем магнитными островами.

К уравнению (21) добавляем уравнения непрерывности

$$\frac{\partial}{\partial x}(n v) = 0, \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial x}(n_e v_e) = 0 \quad (23)$$

и уравнения индукции

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(v_{i,e} B - \eta_{i,e}\frac{\partial B}{\partial x}\right) = 0, \quad (24)$$

η_i и η_e – коэффициенты магнитной диффузии для ионов и электронов. Известно (см. [2], с. 574), что

$$\frac{v_i}{v_e} = \frac{m_e}{m_i} = \frac{1}{1830}. \quad (25)$$

Коэффициенты магнитной диффузии η_i и η_e для ионов и электронов даются общей формулой

$\eta T^{3/2} \sim 10^9$ м/с (см. снова [2], с. 574), где T – термодинамическая температура. Отсюда получаем

$$\eta_e = 0.2\eta_i, \quad \eta_i = \eta. \tag{26}$$

Сложение уравнений индукции (24) с использованием (25) и (26) приводит к общему приближенному уравнению индукции

$$\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{m_i}{m_e} v B - \eta \frac{\partial B}{\partial x}\right) = 0. \tag{27}$$

Считаем, что процессами ионизации и рекомбинации можно пренебречь.

От плотности числа частиц n переходим к массовой плотности ρ

$$n = \frac{n_0}{\rho_0}\rho, \tag{28}$$

n_0 и ρ_0 – значения обеих плотностей на фронте межпланетной ударной волны. Отношение n_0/ρ_0 размерное, но постоянное. Уравнение (22) в силу (28) превращается в уже известное уравнение (4). Подставляем соотношение (28) в правую часть уравнения для кинетической энергии (21). Следующий шаг состоит в использовании уравнения Паркера (7) и учете постоянства в силу (2) произведения $\rho v = \rho_0 c_0$. Тогда левая часть (21) пропорциональна выражению $\rho_0 c_0 (\partial v/\partial x)/\rho$. После этих преобразований уравнение (21) принимает вид

$$\frac{\partial v}{\partial x} = -2k_B C \frac{\partial}{\partial x}\left(\rho T_{\text{ср}}\right), \quad C \equiv \frac{1}{m_i \rho_0 c_0}. \tag{29}$$

Уже отмечалось, что средняя температура $T_{\text{ср}} = T = 10^5$ К.

Далее полагаем температуру в солнечном ветре равной $T = T_0 - xT_1$, а массовую плотность равной

$$\rho = \rho_0 - x\rho_1. \tag{30}$$

Собираем постоянные множители в (29) и учитываем, что уменьшение приращения плотности ρ_1 (по сравнению с уменьшением приращения температуры) весьма мало. В результате получаем

$$\frac{\partial v}{\partial x} = \frac{2k_B T_1}{m_i c_0}. \tag{31}$$

Здесь величина T_1 характеризует малое изменение температуры на участке (1) солнечного ветра. Уравнения (29) и (31) показывают, что именно убывание плотности и температуры солнечного ветра как раз и определяют рост скорости частиц потока солнечного ветра.

Таким образом, в двухжидкостном случае вместо уравнений (2)–(6) получаем новые уравнения (27) и (31). Далее решаем эту новую систему уравнений в тонком слое (1), примыкающем к фронту межпланетной ударной волны и расположенном позади этого фронта ударной волны, т.е. при координате $x < 0$.

Далее, с этого момента учитываем влияние процесса слияния магнитных островов, поэтому решение указанной системы уравнений (27) и (31) ищем в виде

$$v = c_0 + x v_j \tag{32}$$

(индекс j – англ. junction) и

$$B = B_0 - \frac{x}{2}\frac{B_j^2}{B_0}. \tag{33}$$

Подстановка соотношений (30), (32) и (33) в общее уравнение индукции (27) приводит к аналогу соотношения (13), связывающему приращение скорости потока v_j и квадрата приращения магнитной индукции

$$\frac{v_j}{c_0} = \frac{B_j^2}{2B_0^2}. \tag{34}$$

Подстановка этих же соотношений в уравнение (31) приводит к дополнительной при учете слиянии магнитных островов скорости $v_j = 2k_B T_1/(m_i c_0)$ потока частиц солнечного ветра. Если учесть, что ([2], с. 574)

$$\begin{gathered} 2k_B T_1 \approx 2.8 \times 10^{-18} \text{ кг} \cdot \text{м/с}^2, \\ m_i = 1.7 \times 10^{-27} \text{ кг}, \quad c_0 = 4 \times 10^4 \text{ м/с}, \end{gathered} \tag{35}$$

то для v_j приближенно получаем

$$v_j = 4 \times 10^4 \text{ с}^{-1} \tag{36}$$

Таким образом, в условиях рассмотрения двухжидкостной модели плазмы солнечного ветра и в результате учета слияния магнитных островов скорость потока частиц солнечного ветра дополнительно возрастает на величину (36), а изменение магнитной индукции описано формулой (33).

3. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ИОНОВ И ЭЛЕКТРОНОВ ПО СКОРОСТЯМ В РАМКАХ ДВУХЖИДКОСТНОЙ МОДЕЛИ. УСКОРИТЕЛЬНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ СЛИЯНИИ МАГНИТНЫХ ОСТРОВОВ

В данной работе используются существенно разные подходы для аналитического описания процессов слияния магнитных островов. Один подход основан на системе нелинейных магнитогидродинамических уравнений, второй базируется на теории уравнения переноса для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям.

В этом разделе рассматриваем второй подход. Уже было установлено, что на уровне орбиты Земли температуры $T_e = 1.5 \times 10^5$ К и $T_i = 5 \times 10^4$ К.

Для коэффициентов магнитной диффузии были получены формулы (26). Пороговые скорости электронов и ионов резко различаются, т.е. $s_e \gg s_i$. По образцу равенства (14), вводим ионную и электронную переменные ξ_i и ξ_e, связанные соотношениями

$$\xi_i - \xi_e = \ln\frac{s_e}{s_i} \equiv a > 1. \quad (37)$$

Обращаемся к распределениям ионов и электронов по скоростям. По сравнению со стандартным уравнением переноса (15) двухжидкостная модель содержит большее число параметров: по два диффузионных коэффициента K и η, а также пороговые скорости s. Эти параметры для ионов и электронов различны. В плазме солнечного ветра электроны имеют большую скорость и диффундируют быстрее. Поэтому для коэффициентов пространственной диффузии имеем

$$K_e > K_i. \quad (38)$$

Диффузионные коэффициенты для ионов и электронов различны. Соответствующие функции распределения f_i и f_e не считаются пропорциональными. Однако для каждого вида ионов (электронов) существует связь D_i коэффициентов диффузии со средней скоростью u_i движения ионов. Эту связь определяют уравнения Нернста, см. [11].

Используем формулы (26) для η_i и η_e – коэффициентов магнитной диффузии для ионов и электронов. Из равенств (14) и (37) следует соотношение

$$\frac{\partial f}{\partial \xi_i} = \frac{\partial f}{\partial(\xi_e)} = \frac{\partial f}{\partial \xi} \quad (39)$$

при произвольной функции f.

Для проведения анализа слияния магнитных островов строим единую для ионов и электронов функцию распределения по скоростям. Для вывода последующих уравнений используем введенное ранее в разд. 1 уравнение переноса (15), см. [3]. У членов этого уравнения переноса можно отметить различие в размерностях. Следовательно, и в наших следующих уравнениях (40), (41), (43) эти различия будут присутствовать.

Здесь координата x имеет размерность длины, коэффициенты V, U_2 – размерность скорости, константа K (как и K_i, K_e) содержится в формулах (40)–(43). Она появилась из уравнения переноса (15). Величина K имеет размерность L^2/T, T – время.

При этом в уравнении переноса (15) в двухжидкостной модели учитываем следующие два обстоятельства: 1) $\eta = 0$; 2) крупномасштабная скорость за фронтом (при $x < 0$) равна $U = U_2$. Для двух компонентов функции распределения f_i и f_e имеем два уравнения

$$K_i\frac{\partial^2 f_i}{\partial x^2} - 2V\frac{\partial f_i}{\partial x} - (U_2 + 3V)\frac{\partial f_i}{\partial \xi} = 0, \quad (40)$$

$$K_e\frac{\partial^2 f_e}{\partial x^2} - 2V\frac{\partial f_e}{\partial x} - (U_2 + 3V)\frac{\partial f_e}{\partial \xi} = 0. \quad (41)$$

Выразим электронные величины через ионные, введя параметры $\varkappa$ и λ

$$K_e = \varkappa K_i, \quad \varkappa > 1, \quad f_e = \lambda f_i. \quad (42)$$

Используем равенство производных (39), индекс i для краткости опускаем. Вместо отдельных уравнений (40) и (41) теперь получаем уравнение (параметр λ сокращается)

$$\varkappa K\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} - 2V\frac{\partial f}{\partial x} - (U_2 + 3V)\frac{\partial f}{\partial \xi} = 0. \quad (43)$$

(Можно заметить, что члены $\varkappa K\partial^2 f/\partial x^2$ и $-2V\partial f/\partial x$ в (43) и аналогичные в (40), (41) имеют теперь одинаковую размерность.)

Также используем условие связи (стандартный прием, для понижения порядка уравнения)

$$\frac{\partial^2 f}{\partial x^2} = 0, \quad (44)$$

которое используется при выводе (46).

Из условия связи следует, что функция $f(x,\xi)$ в рассматриваемом слое (1) линейно зависит от x, а при $x = 0$ функция $f(x,\xi)$ вообще зависит только от ξ.

В предыдущих формулах (40)–(43) мы использовали уравнение переноса, что приводило в уравнениях к членам с различной размерностью. Дальше ищем функцию распределения по скоростям $f(x,\xi)$ в виде

$$f(x,\xi) = \exp\left[r_1\frac{x}{L} + r_2\xi\right], \quad x < 0, \quad (45)$$

где r_1 и r_2 – безразмерные параметры, а L – длина. Связь этих параметров зависит от того, какой вид взаимодействия магнитных островов изучается. В работе (9) рассматривались разные случаи (фактически разные варианты r_1 и r_2). В рассматриваемом случае слияния магнитных островов находим выражения для r_1 и r_2. Произвольно (как в работе (9)) выбираем $r_2 = -3$. Тогда для r_1 подстановкой (45) в (43) (при условии (44)) находим $r_1 = \frac{9}{2} + \frac{3}{2}\frac{U_2}{V}$, а функция распределения по скоростям принимает окончательный вид

$$f(x,\xi) = \exp\left[\left(\frac{9}{2} + \frac{3}{2}\frac{U_2}{V}\right)\frac{x}{L} - 3\xi\right], \quad x < 0. \quad (46)$$

Формула (46) описывает закон убывания числа частиц солнечного ветра при удалении от фронта межпланетной ударной волны, а на самом фронте для $x = 0$ имеем

$$f(0,\xi) = e^{-3\xi} = \left(\frac{s}{c}\right)^3. \quad (47)$$

В работе [9] было подсчитано, что предварительному энергетическому уровню 400 КэВ соответствует пороговая скорость $s_p = 9000$ км/с при массе протона $m_p = 1.7\times10^{-27}$ кг. На этом же энергетическом уровне при массе электрона $m_e = 9\times10^{-31}$ кг получаем пороговую скорость $s_e = \sqrt{m_p/m_e}$ км/с $\approx 43\,s_p = 387000$ км/с.

Для числа протонов с энергией, превышающей 1 МэВ, находим

$$p_p = \frac{1}{s_p}\int\limits_{1.6\,s_p}^{\infty}\left(\frac{s_p}{c}\right)^3 dc \approx 0.20. \quad (48)$$

Коэффициент 1.6 в нижнем пределе $1.6\,s_p$ интеграла (48) возник из отношения энергетических уровней 1 МэВ и 400 КэВ. Результирующее число 0.20 в интегральной формуле (48) не зависит от величины пороговой скорости, а определяется только коэффициентом в нижнем пределе. Для доли электронов p_e с энергией, превышающей 1 МэВ, получаем то же самое число 0.20.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Подведем итоги использования двухжидкостной модели магнитной гидродинамики. Еще во Введении мы условились о реализации двух различных подходов: первый основан на системе нелинейных МГД-уравнений, второй использует уравнение переноса для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям. Мы убедились, что эти подходы, дополняя друг друга и по-разному освещая задачу анализа ускорения частиц в солнечном ветре, дают качественно различные результаты. Получены явные выражения и количественные оценки для основных параметров солнечного ветра.

При первом подходе в условиях слияния магнитных островов рассматривается тонкий слой (1) солнечного ветра, примыкающий к фронту межпланетной ударной волны и расположенный позади этого фронта ударной волны. Установлено, что на таком отрезке основные физические характеристики солнечного ветра изменяются следующим образом: обусловленное процессом слияния магнитных островов приращение v_j скорости частиц плазмы солнечного ветра равно $v_j = 4\times10^4$. Соответствующее изменение магнитной индукции определено формулами (33) и (34).

Второй подход при анализе уравнения переноса (15) с учетом процесса слияния магнитных островов привел к выводу общего уравнения (43) для функции распределения (46), позволяющего изучать ускорительные процессы в солнечном ветре. Основной результат следующий: выражения (46) и (47) для функции распределения частиц солнечного ветра по скоростям являются главным физическим результатом; в солнечном ветре доля как ионов (протонов), так и электронов с энергией, превышающей 1 МэВ, составляет 20% от общего числа этих частиц. Этот факт установлен формулой (48), он совпадает для ионов и электронов.

Таким образом, наша работа продолжает и существенно дополняет статьи [3, 9]. В основе нашей работы, в отличие от предшественников, лежат как решения системы нелинейных уравнений двухжидкостной магнитной гидродинамики, так и анализ уравнения переноса в условиях двухжидкостной модели. Главные продвижения по сравнению с [3, 9] состоят в исследовании динамики магнитного поля и в аналитическом описании роли слияния магнитных островов. Установлено, что среди рассмотренных в окрестности фронта межпланетной ударной волны физических процессов именно анализ слияний магнитных островов позволяет оценить долю высокоэнергичных частиц в солнечном ветре.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Matthaues W.H., Ambrosiano J.J. and Goldstein M.L.* // Phys. Rev. Lett. 1984. V. 53. P. 1449.
2. *Прист Э., Форбс Т.* Магнитное пересоединение. Магнитогидродинамическая теория и приложения. М.: Физматлит, 2005.
3. *Zank G.P., Hunana P., Mostafavi P., Le Roux J.A., Li G., Webb G.M., Khabarova O., Cummings A., Stone E., Decker R.* // Astrophys. J. 2015. V. 814. P. 137. https://doi.org/10.1088/ 0004-637X
4. *Parker E.N.* // J. Geophys. Res. 1957. V. 62. P 509.
5. *Sweet P.A.* // Nuovo Cimento Suppl. 1958. V. 8. Ser. X. P. 188.
6. *Crooker N.U., Lyon J.G., Fedder J.A.* // J. Geophys. Res. 1998. V. 103. P. 9143.
7. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* Теоретическая физика. Т. 8. Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
8. *Веселовский И.С.* // Современные проблемы механики и физики космоса. М.: Физматлит, 2003. С. 447.
9. *Молотков И.А., Рябова Н.А.* // Геомагнетизм и аэрономия. 2017. Т. 57. С. 418. https://doi.org/10.7868/S00167940174040125
10. *Рабинович М.И., Трубецков Д.И.* Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 2008.
11. *Квасников И.А.* Теория равновесных систем. 1. Термодинамика. М.: Едиториал УРСС, 2002.