

Кинетическое описание потока ускоренных электронов в солнечных вспышках

П. А. Грицык^a, Б. В. Сомов^b

Государственный астрономический институт имени П. К. Штернберга (ГАИШ МГУ).

Россия, 119991, Москва, Университетский пр-т, д. 13.

E-mail: ^apgritsyk@gmail.com, ^bsomov@sai.msu.ru

Статья поступила 26.01.2011, подписана в печать 11.04.2011

Предложена точная количественная модель, описывающая процесс распространения в атмосфере Солнца ускоренных во вспышке электронов. Модель базируется на кинетическом уравнении, учитывающем кулоновские столкновения ускоренных электронов с тепловыми электронами и протонами в плазме короны и хромосферы Солнца. Самосогласованным образом найдены функция распределения ускоренных электронов и электрическое поле обратного тока, который компенсирует электрический ток, несомый потоком ускоренных электронов. Проведено сравнение построенной модели, которая является двумерной в пространстве скоростей, с широко используемой классической моделью, одномерной по скорости и не учитывающей эффект обратного тока.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, ускоренные электроны, обратный ток.

УДК: 523.985.3, 523.9-48, 533.933. PACS: 52.25.Dg, 96.60.qe, 96.50.Vg.

Введение

Характерным для солнечных вспышек, особенно для больших, является ускорение заряженных частиц до высоких энергий. Согласно современным космическим наблюдениям Солнца в жестком электромагнитном излучении (см., например, [1]) и непосредственным регистрациям частиц в солнечном ветре [2], электроны ускоряются до энергий от 10–20 кэВ до 1–3 ГэВ. Их суммарная энергия составляет порядка 10–30% от полной энергии вспышки, т. е. около $(1-3) \cdot 10^{31}$ эрг. Однако существует большая неопределенность и зависимость от выбора теоретических моделей в интерпретации наблюдательных и экспериментальных данных, затрудняющая понимание роли ускоренных частиц в энергетике солнечных вспышек.

Хорошо известны два класса моделей источника энергичных электронов: так называемые тепловые и нетепловые; см. классификацию и примеры в [3, 4]. Согласно первым из них, электроны приобретают энергию вследствие нагрева корональной плазмы до аномально высоких температур $T_e \gtrsim 10^8$ К. В моделях нетеплового источника электроны ускоряются регулярным или хаотическим электрическим полем. В настоящей работе в рамках нетепловой интерпретации жесткого рентгеновского излучения [5] анализируется так называемая модель толстой мишени с обратным током, который компенсирует электрический ток, переносимый пучком быстрых электронов. Первые работы в этой области [6–8] демонстрировали на уровне простых оценок необходимость учета обратного тока. Она подтверждается и современными наблюдательными данными. Одномерная постановка задачи, обобщающая классическую модель толстой мишени [5] с целью учесть торможение быстрых электронов пучка электрическим полем, движущим обратный ток, была сформулирована в работе [9].

Между тем кинетические задачи, которые одномерны в пространстве скоростей, такие как [5, 9], обладают

существенными недостатками, точнее говоря, нефизическими особенностями [10, § 4.5.4]. Решения задач, двумерных в пространстве скоростей [11, 12], лишены этих недостатков, но отличаются большой математической сложностью. По этой причине найденные ранее решения были приближенными, причем ограничивались невысокой степенью точности, которая выбиралась исходя из точности космических экспериментов того времени [13]. Цель настоящей работы — получение более точных решений задачи о нетепловых электронах в модели толстой мишени с обратным током.

1. Самосогласованная кинетическая задача

В астрофизической плазме, вообще, и в солнечных вспышках, в частности, ускорение электронов всегда сопровождается нагревом плазмы, и наоборот нагрев плазмы приводит к появлению быстрых убегающих электронов (см., например, [10]). В солнечных вспышках источником энергии являются тонкие пересоединяющие токовые слои, расположенные в областях взаимодействия магнитных потоков в атмосфере Солнца. В токовых слоях энергия магнитного поля преобразуется в тепловую и кинетическую энергию плазмы и ускоренных частиц. При этом ускоренные частицы возбуждают плазменную турбулентность, приводящую к нагреву электронной компоненты плазмы в слое до огромных температур $T_e \gtrsim 10^8$ К [14, 15]. Такой слой принято называть сверхгорячим турбулентным токовым слоем.

Потоки тепла в виде тепловых волн огромной амплитуды и потоки ускоренных частиц очень быстро распространяются вдоль пересоединенных линий магнитного поля. При этом возникают ярко светящиеся петли магнитного поля, называемые вспышечными петлями [4, гл. 2]. Фронт тепловой волны обычно турбулизован. Однако, как и в случае обычного эффекта теплового убегания электронов, связанного с кулоновскими столкновениями в плазме при наличии большого градиента температуры [10, § 8.4.3], электроны со скоростями

больше некоторой критической скорости v_{cr} практически беспрепятственно проникают через турбулентный слой из сверхгорячей ($T_1 \gtrsim 10^8$ К) плазмы в значительно более холодную ($T_2 \gtrsim 10^6$ К в короне, $T_2 \lesssim 10^4$ К в хромосфере). Электроны с меньшими скоростями остаются в источнике.

В настоящей работе нас интересуют быстрые электроны, проникающие через турбулентный фронт и распространяющиеся в холодной плазме. Пусть для простоты в системе координат, связанной с фронтом, сверхгорячая и холодная плазма занимает два полупространства: $x < 0$ и $x > 0$, разделенных плоским тонким турбулентным слоем при $x = 0$. Будем также считать, что магнитное поле однородно и направлено вдоль оси x , т.е. перпендикулярно границе между сверхгорячей и холодной плазмой. Пусть функция распределения электронов в источнике f_s обладает осевой симметрией относительно направления магнитного поля, т.е. оси x . Тогда функция распределения убегающих из источника электронов тоже имеет осевую симметрию, т.е. представима в виде $f = f(v, \theta, l)$, где v — скорость быстрых электронов, θ — угол между вектором скорости \mathbf{v} и направлением магнитного поля, l — расстояние от турбулентного слоя в холодной плазме (рис. 1). Таким образом, граничное условие для функции распределения электронов, летящих вперед, имеет вид

$$f|_{l=0}(v, \theta, 0) = f_s(v, \theta) \Theta(v - v_{cr}), \quad 0 \leq \theta \leq \pi/2, \quad (1)$$

где тета-функция $\Theta(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. Функция распределения электронов в источнике удовлетворяет обычному условию нормировки

$$\int f_s(v, \theta) d^3\mathbf{v} = n_1.$$

В общем случае функция распределения f_s электронов в источнике, т.е. в пересоединяющем сверхгорячем турбулентном токовом слое, состоит из двух частей: тепловой и нетепловой. Первая описывает сверхгорячие электроны и обычно принимается в максвелловском виде [11]. Вторая часть, предназначенная для описания ускоренных электронов, записывается в виде степенной функции (см., например, [12]). В настоящей работе мы будем рассматривать только второй случай с целью получить решения задачи для ускоренных электронов, более аккуратные по сравнению с [12].

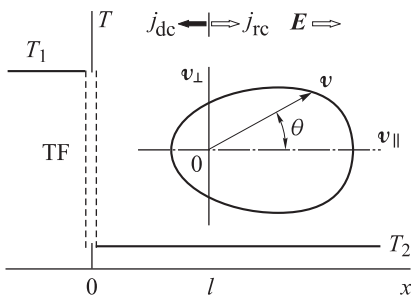


Рис. 1. Постановка задачи о быстрых электронах, убежавших из источника энергии вспышки, имеющего температуру T_1 , сквозь турбулентный фронт TF в более холодную плазму с температурой T_2

Отметим сразу, что для электронов, летящих назад, т.е. возвращающихся в источник, функция распределения f_{bl} не задается на границе, а должна быть найдена из самосогласованного решения задачи. Естественным образом это соответствует тому, что граничные условия задаются на входящих характеристиках.

Будем называть прямым током j_{dc} электрический ток, переносимый ускоренными электронами. По определению

$$j_{dc}(l) = e \int f(v, \theta, l) v \cos \theta d^3\mathbf{v} \quad (2)$$

и, следовательно, зависит от расстояния l , пройденного ускоренными электронами от турбулентного фронта TF на рис. 1. Здесь с учетом знака заряда электронов он направлен в сторону турбулентного фронта.

Нетривиальным является предположение, что прямой ток полностью сбалансирован током обратным, j_{rc} , т.е.

$$|j_{dc}(l)| = j_{rc}(l) \equiv j(l).$$

Оно означает, что очень быстрый процесс генерации обратного тока [16] успевает уравновесить прямой ток за время, сравнимое с периодом плазменных колебаний, которое в рассматриваемых нами условиях много меньше времени кулоновских столкновений. Кроме того, мы пренебрегаем любыми высокочастотными изменениями функции распределения ускоренных электронов в холодной плазме и соответственно любыми высокочастотными электрическими полями, для которых необходимо принимать во внимание ток смещения в уравнениях Максвелла. Что касается тепловых электронов в холодной плазме, мы предполагаем, что именно они создают сопротивление обратному току, не изменяющееся во времени. Таким образом, мы полагаем, что стационарное электрическое поле $E = E(l)$, которое движет обратный ток, но тормозит ускоренные электроны (рис. 1), может быть найдено из простого закона Ома:

$$E(l) = j(l)/\sigma.$$

Здесь σ — проводимость холодной плазмы, которая определяется исключительно кулоновскими столкновениями. Иными словами, мы предполагаем, что токовая скорость электронов обратного тока не достаточно высока для возбуждения турбулентности вне турбулентного фронта.

Будем описывать поведение функции распределения ускоренных электронов в холодной плазме (в мишени) кинетическим уравнением в виде [10]:

$$v \cos \theta \frac{\partial f}{\partial l} - \frac{eE}{m} \cos \theta \frac{\partial f}{\partial v} - \frac{eE}{mv} \sin^2 \theta \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} = St_L(f). \quad (3)$$

Здесь учтено, что мы рассматриваем процесс убегающих быстрых электронов из источника как стационарный, а их распределение в мишени, т.е. в полупространстве $x > 0$, как установившееся, т.е. в кинетическом уравнении мы положили производную $\partial/\partial t$ равной нулю. Кроме того, как было предположено выше, функция распределения обладает осевой симметрией, и поэтому в левой части кинетического уравнения член с магнитным полем равен нулю. Мы также полагаем, что холодная плазма состоит из электронов и протонов с постоянной температурой T_2 . Разумеется, и те и другие дают вклад в правую часть уравнения, в качестве которой выбран

линеаризованный интеграл столкновений Ландау

$$St_L(f) = \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 \nu(v) \left(\frac{kT_2}{m} \frac{\partial f}{\partial v} + v f \right) \right] + \\ + \nu(v) \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial f}{\partial \cos \theta} \right);$$

входящая в него частота столкновений быстрых электронов с тепловыми электронами и протонами холодной плазмы

$$\nu(v) = \frac{2\pi n_2 e^4}{m^2 v^3} \ln \Lambda,$$

где n_2 — концентрация электронов в холодной плазме, $\ln \Lambda$ — кулоновский логарифм.

Перепишем уравнение (3) в безразмерном виде [10]

$$\mu z^2 \frac{\partial f}{\partial s} - 2\varepsilon \mu z^2 \frac{\partial f}{\partial z} - \varepsilon z(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} = \\ = z \frac{\partial f}{\partial z} + \tau z \frac{\partial^2 f}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right]. \quad (4)$$

Здесь безразмерные переменные $\mu = \cos \theta$,

$$s = \frac{\pi e^4 \ln \Lambda}{(k_B T_1)^2} \int_0^l n_2(l') dl'$$

— отношение глубины проникания электронов в мишень к длине свободного пробега тепловых электронов в сверхгорячей плазме,

$$z = mv^2/2k_B T_1$$

— отношение кинетической энергии быстрых электронов к тепловой энергии частиц сверхгорячей плазмы.

В уравнение (4) входят два безразмерных параметра. Первый из них, $\tau = T_2/T_1$, — отношение температуры холодной плазмы к температуре сверхгорячей плазмы. Второй параметр

$$\varepsilon = \frac{k_B T_1 E}{2\pi n_2 e^3 \ln \Lambda}$$

— отношение напряженности электрического поля обратного тока к напряженности поля Драйзера в холодной плазме. Заметим, что он содержит неизвестную функцию $E = E(s)$, которая должна быть найдена из самосогласованного решения задачи.

Поскольку в настоящей работе нас интересуют электроны, ускоренные в пересоединяющем токовом слое, возьмем только часть функции распределения электронов в их источнике, имеющую степенной вид

$$f_s(z, \mu) = c_1 n_1 z^{-\gamma} \Theta(z - z_1). \quad (5)$$

Здесь нормировочная постоянная

$$c_1 = \left(\frac{m}{2z_1 k_B T_1} \right)^{3/2} \left(\frac{2\gamma - 3}{4\pi} \right) z_1^\gamma.$$

Далее положим нижнюю границу энергетического спектра $z_1 = 1$, что соответствует равенству наименьшей кинетической энергии ускоренных частиц и средней тепловой энергии для тепловых частиц в сверхгорячей плазме.

Итак, заданными в рассматриваемой самосогласованной модели являются граничная функция распреде-

ления ускоренных электронов в источнике (5), температура и концентрация сверхгорячей и холодной плазмы: T_1 , n_1 и T_2 , n_2 соответственно. Необходимо найти функцию распределения f и величину электрического поля E обратного тока в мишени.

2. Некоторые упрощающие предположения

Сформулированная выше задача представляет собой сложную систему интегро-дифференциальных уравнений относительно двух неизвестных функций: $f(z, \mu, s)$ и $\varepsilon(s)$. При этом уравнение (4) — сложное дифференциальное уравнение в частных производных, решение которого даже при заданной функции $\varepsilon(s)$ сопряжено с большими трудностями. Однако уравнение (4) допускает значительные упрощения, если учесть малость входящих в него безразмерных параметров в условиях солнечных вспышек.

Во-первых, ввиду огромной температуры T_1 в источнике ускоренных электронов параметр $\tau \sim 10^{-2} - 10^{-4}$. Это позволяет пренебречь слагаемым со второй производной по безразмерной энергии z , т.е. пренебречь в кинетическом уравнении диффузией по энергии.

Прежде чем перейти к рассмотрению второго безразмерного параметра, отметим одно принципиальное свойство решаемой задачи. Разделим оставшееся уравнение на z и проинтегрируем его по z и μ , используя определение прямого тока (2). Убедимся, что только одно слагаемое в правой части уравнения, а именно $z(\partial f/\partial z)$, дает ненулевой вклад в уравнение, описывающее поведение прямого тока в мишени:

$$\frac{dj}{ds} = -a \int_{-1}^1 f(0, \mu, s) d\mu, \quad (6)$$

где константа $a = \pi e (2k_B T_1/m)^2$. Это значит, что электрический ток потока ускоренных электронов уменьшается по мере проникания в мишень только благодаря кулоновским потерям энергии. Сравнительно редкие столкновения быстрых электронов пучка с тепловыми электронами холодной плазмы играют ключевую роль в самосогласованной задаче об обратном токе.

Теперь обратимся ко второму безразмерному параметру. Поскольку ускоренные электроны в солнечных вспышках создают токи огромной величины [6, 7], логично предположить, что электрическое поле обратного тока тоже очень велико. Следовательно, параметр $\varepsilon \gg 1$, и справедливы следующие соотношения:

$$2\varepsilon \mu z^2 \frac{\partial f}{\partial z} \gg z \frac{\partial f}{\partial z}, \quad (7)$$

$$\varepsilon z(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \gg \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f}{\partial \mu} \right]. \quad (8)$$

Принимая во внимание (8), в уравнении (4) можно пренебречь угловой диффузией. Таким образом, в правой части уравнения мы сохраним только член, описывающий регулярные потери энергии благодаря кулоновским столкновениям. К условию (7) мы вернемся позднее.

Напомним, что в настоящей работе не рассматриваются тепловые и гидродинамические явления, связанные с нагревом холодной плазмы электронами прямого и обратного токов [9] (см. также [4, § 2.1.7]).

Как следствие мы считаем распределения температуры и концентрации плазмы в мишени заданными и для простоты — однородными.

Введем новую переменную, безразмерный потенциал

$$\phi = \int_0^s \varepsilon(s') ds'$$

и, используя закон Ома $\varepsilon = bj$, где $b = = k_B T_1 / (2\pi e^3 n_2 \sigma \ln \Lambda)$, из (4) и (6) получим систему уравнений

$$\frac{\partial f}{\partial \phi} - \left[2 + \frac{1}{\varepsilon(\phi)\mu z} \right] \frac{\partial f}{\partial z} - \frac{1}{z} \frac{(1-\mu^2)}{\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{d\varepsilon^2}{d\phi} = -2ab \int_{-1}^{+1} f(0, \mu, \phi) d\mu. \quad (10)$$

Вернемся к условию (7). В правой части уравнения (4) мы не можем пренебречь членом $z(\partial f/\partial z)$, описывающим регулярные потери энергии за счет кулоновских столкновений, поскольку в противном случае $dj/ds = 0$, т.е. $j(s) = \text{const}$, что означает равенство нулю тока всюду в мишени при естественном условии равенства его нулю на бесконечности. В той части мишени, где значение электрического поля обратного тока велико, условие (7) справедливо, а величина тока остается постоянной.

3. Электрическое поле обратного тока

Найдем функцию $\varepsilon(\phi)$, используя метод характеристик [17, § 3.3]. С этой целью для уравнения (9) запишем граничное условие

$$f(z, \mu, 0) = f^0(z, \mu).$$

Из (1) и (5) имеем

$$f^0(z, \mu) = c_1 n_1 z^{-\gamma} \Theta(z - z_{cr}) \quad (11)$$

при $\mu > 0$. Здесь безразмерная энергия z_{cr} соответствует скорости v_{cr} . В дальнейшем для пороговой скорости убегания электронов v_{cr} будем пользоваться приближенной формулой

$$v_{cr} \approx 2.8 \left(\frac{k_B T_1}{m_e} \right)^{1/2},$$

которая соответствует возбуждению ионно-звуковых волн обратным током внутри турбулентного фронта TF (рис. 1) (см., например, [18]).

Ищем решение в виде

$$f(z, \mu, \phi) = f^0(X, Y), \quad (12)$$

где X и Y определяются из системы обыкновенных дифференциальных уравнений для характеристик [11]:

$$\begin{aligned} \frac{dz}{d\phi} &= -2 - \frac{1}{\varepsilon\mu z}, & z(0) &= X, \\ \frac{d\mu}{d\phi} &= -\frac{1-\mu^2}{\mu z}, & \mu(0) &= Y. \end{aligned}$$

В общем виде эту систему уравнений можно решить аналитически, но только в неявном виде. Однако, ис-

пользуя условие $\varepsilon \gg 1/2\mu z$ (см. (7)), находим приближенное явное решение

$$\begin{aligned} X &= z + 2\phi, \\ Y &= \text{sign } \mu \left(\mu^2 + \frac{2\phi}{z} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\phi}{z} \right)^{-1/2}. \end{aligned} \quad (13)$$

Здесь функция $\text{sign } \mu = -1$ при $\mu < 0$ и $\text{sign } \mu = +1$ при $\mu \geq 0$.

Воспользуемся полученным решением для нахождения функции $\varepsilon(\phi)$. Из уравнения (12) получаем

$$f(0, \mu, \phi) = c_1 n_1 (2\phi)^{-\gamma} \Theta(2\phi - z_{cr}).$$

Следовательно, используя (10), имеем

$$\frac{d\varepsilon^2}{d\phi} = -2ab \int_{-1}^{+1} f(0, \mu, \phi) d\mu = -4abc_1 n_1 (2\phi)^{-\gamma} \Theta(2\phi - z_{cr}),$$

$$z_{cr} = 3.92.$$

Отсюда, интегрируя по ϕ , находим искомую функцию

$$\varepsilon(\phi) = \begin{cases} \left[\frac{2abc_1 n_1}{\gamma - 1} \right]^{1/2} (2\phi_0)^{(1-\gamma)/2} = \varepsilon_0 = \text{const}, & \phi < \phi_0 = z_{cr}/2, \\ \left[\frac{2abc_1 n_1}{\gamma - 1} \right]^{1/2} (2\phi)^{(1-\gamma)/2}, & \phi > \phi_0. \end{cases} \quad (14)$$

Таким образом, согласно приближенному решению, электрическое поле обратного тока в мишени постоянно до глубины ϕ_0 , а на больших глубинах быстро уменьшается.

Из выражений для a , b и c_1 подстановкой в (14) получаем

$$\varepsilon_0 = \left[\frac{1}{3\sqrt{\pi}} \frac{(2\gamma - 3)}{\gamma - 1} \left(\frac{T_1}{T_2} \right)^{3/2} \frac{n_1}{n_2} \right]^{1/2} z_{cr}^{(1-\gamma)/2}.$$

Эта формула дает возможность определить предельные значения самосогласованного электрического поля обратного тока при нагреве атмосферы Солнца, в частности хромосферы [12]. При этом возможны три случая.

1. Очень медленный нагрев хромосферы, при котором успевает выравняться газовое давление, т.е. $p = \text{const}$: $p_1 = p_2$, $\varepsilon_0 = 0.72$ (для $\gamma = 4$ и фиксированного отношения $T_1/T_2 = 10^4$); здесь $p_{1,2} = n_{1,2} k_B T_{1,2}$ — давление в сверхгорячей и холодной плазме соответственно; здесь и далее $T_1 = 10^8$ К.

2. Промежуточный случай: $p_1 = 100p_2$, $\varepsilon_0 = 7.2$.

3. Очень быстрый (импульсный) нагрев хромосферы, при котором не успевает измениться плотность плазмы, т.е. $n = \text{const}$: $p_1 = 10^4 p_2$, $\varepsilon_0 = 72$.

Далее в расчетах используется промежуточный случай нагрева хромосферы.

4. Функция распределения быстрых электронов

Чтобы найти функцию распределения ускоренных электронов в мишени, вместо приближенного решения (13) воспользуемся более точным решением системы характеристических уравнений, предложенным в [11] для убегающих сверхгорячих электронов:

$$X = z + \frac{1}{2\varepsilon} \left[\ln \frac{1+Y}{1-Y} - \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right] + 2\phi, \quad (15)$$

$$Y = \text{sign } \mu \left(\mu^2 + \frac{2\phi}{z} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\phi}{z} \right)^{-1/2}. \quad (16)$$

Используя граничную функцию распределения летящих вперед электронов (11), из (15) и (16) находим граничную функцию распределения электронов, летящих назад:

$$f_{\text{бл}} = c_1 n_1 \left(z + \frac{1}{\varepsilon(z\mu^2/2)} \ln \frac{1-\mu}{1+\mu} \right)^{-\gamma} \Theta(-\mu). \quad (17)$$

Теперь с помощью (15) и (16) запишем искомое решение задачи

$$f(z, \mu, \phi) = c_1 n_1 \left(z + 2\phi + \frac{1}{2\varepsilon(x)} \left[\ln \frac{1+Y}{1-Y} - \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right] \right)^{-\gamma}, \quad (18)$$

где Y определяется формулой (16),

$$\varepsilon(x) = \begin{cases} \varepsilon(\phi), & \mu \geq 0, \\ \varepsilon(z\mu^2/2), & \mu < 0. \end{cases}$$

Выделим в полученной функции распределения угловое распределение быстрых электронов:

$$f(z, \mu, \phi) = c_1 n_1 (z + 2\phi)^{-\gamma} H(z, \mu, \phi),$$

где

$$H(z, \mu, \phi) = \left(1 + \frac{\ln [1+Y]/(1-Y) - \ln [(1+\mu)/(1-\mu)]}{2\varepsilon(x)(z+2\phi)} \right)^{-\gamma}.$$

На рис. 2 представлено угловое распределение быстрых электронов, летящих назад, $H(z, \mu, \phi)$, $\mu < 0$. Частицы, летящие вперед ($\mu \geq 0$), распределены изотропно. Как видно из рис. 2, функция распределения электронов с глубиной становится более изотропной, а с ростом энергии частиц, напротив, анизотропия возрастает.

Вернемся к вопросу о принципиальной роли кулоновских столкновений в расчете функции распределения. Граничная функция распределения для летящих назад частиц существенно отличается от той, которая была бы получена без учета столкновений (ср. (13) и (15), (16)). Летящие назад электроны до их прихода в рассматриваемую точку (l на рис. 1) находились на больших глубинах в мишени, где имели меньшие энергии и были подвержены воздействию более слабого электрического поля. Поэтому для них столкновения были существенны. По этой причине для корректного определения функции распределения f необходимо аккуратно учесть столкновения при определении граничной функции распределения $f_{\text{бл}}$. Важно, однако, что в отличие от одномерных по скорости задач теперь быстрые электроны имеют возможность повернуть

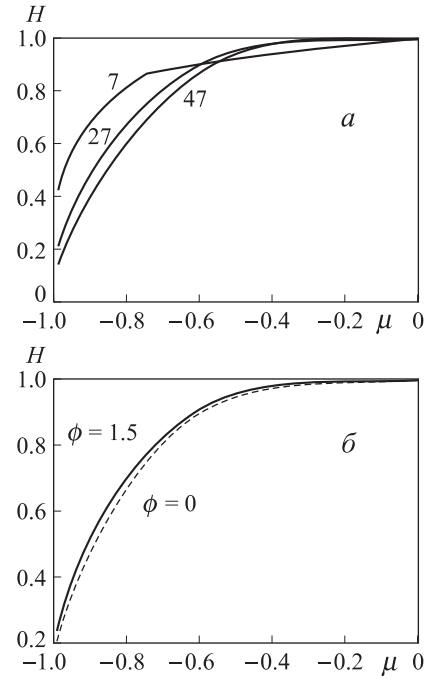


Рис. 2. Угловое распределение быстрых электронов, летящих назад: при различных значениях безразмерной энергии z на глубине $\phi = 0$ (а) и на различных глубинах при безразмерной энергии $z = 27$ (б)

назад, сохраняя величину полной скорости больше тепловой скорости электронов в холодной плазме. Следовательно, им удастся обойти максимум потерь энергии на кулоновских столкновениях при изменении направления движения на противоположное.

Сравним полученное решение с классической моделью толстой мишени, не учитывающей эффект обратного тока [5]. Эта модель одномерна в пространстве скоростей. Точнее говоря, используемое в ней кинетическое уравнение записывается через безразмерную энергию z (в наших обозначениях), которая при $\mu = 1$ соответствует компоненте скорости $v_{\parallel} > 0$, т.е. пучку электронов, движущихся в положительном направлении оси x (рис. 1). Более того, она не учитывает рассеяние ускоренных электронов на тепловых частицах мишени, т.е. $\mu = \text{const}$ в уравнении

$$\mu z^2 \frac{\partial f}{\partial s} = z \frac{\partial f}{\partial z}. \quad (19)$$

Решение этого уравнения при $\mu = 1$ имеет вид

$$f(z, y) = c_1 \cdot 2^{-\gamma/2} (z^2 + 2y)^{-\gamma/2} \Theta(z - z'_{\min}) \Theta(z'_{\max} - z), \quad (20)$$

где $y = s/\mu$ и $z'_{\min, \max} = \text{Re}(z_{\min, \max}^2 - 2y)^{1/2}$, z_{\min} и z_{\max} суть нижняя и верхняя границы спектра инжекции ускоренных электронов.

Запишем условие нормировки для функции распределения:

$$n_b(s) = \pi \left(\frac{2k_B T_1}{m} \right)^{3/2} \int_0^{\infty} \int_{-1}^1 f(z, \mu, s) \sqrt{z} dz d\mu = \int_{z_{\min}}^{z_{\max}} N(z, s) dz,$$

где $n_b(s)$ — концентрация быстрых электронов в пучке. Очевидно, дифференциальный энергетический спектр быстрых электронов

$$N(z, s) = \pi \left(\frac{2k_B T_1}{m} \right)^{3/2} \int_{-1}^1 f(z, \mu, s) \sqrt{z} d\mu =$$

$$= \pi c_1 \cdot 2^{-\gamma/2} \left(\frac{2k_B T_1}{m} \right)^{3/2} \times$$

$$\times \int_{-1}^1 (z^2 + 2y)^{-\gamma/2} \Theta(z - z'_{\min}) \Theta(z'_{\max} - z) \sqrt{z} d\mu. \quad (21)$$

Чтобы сравнить модели, рассчитаем дифференциальный энергетический спектр электронов по формуле (21) для функций распределения (18) и (20), переходя к размерным переменным энергии \mathcal{E} и глубины $\xi = \int_0^l n_2(l') dl'$. Результаты представлены на рис. 3, а.

В качестве типичного примера здесь и далее в расчетах плотность потока энергии, переносимого ускоренными электронами $F = 10^{11}$ эрг·см⁻²·с⁻¹, показатель наклона спектра инжекции $\gamma = 4$, нижняя и верхняя границы спектра $\mathcal{E}_{\min} = 40$ кэВ и $\mathcal{E}_{\max} = 100$. На рисунке видно, что при одном и том же спектре инжекции энергетические спектры в чисто столкновительной модели и модели с обратным током существенно отличаются. Механизм потерь энергии в электрическом поле обратного тока значительно более эффективен, чем в случае наличия только кулоновских столкновений. Как следствие спектр становится жестче и смещается в область низких энергий на значительно меньших глубинах проникания в мишень, чем в модели без обратного тока.

Рассчитаем нагрев плазмы ускоренными электронами, используя формулу для мощности нагрева из [5]:

$$\mathcal{P}(\xi) = a_0 \left(\frac{2}{m} \right)^{1/2} \int_0^\infty \frac{N(\mathcal{E}, \xi)}{\sqrt{\mathcal{E}}} d\mathcal{E} \quad \text{кэВ/с},$$

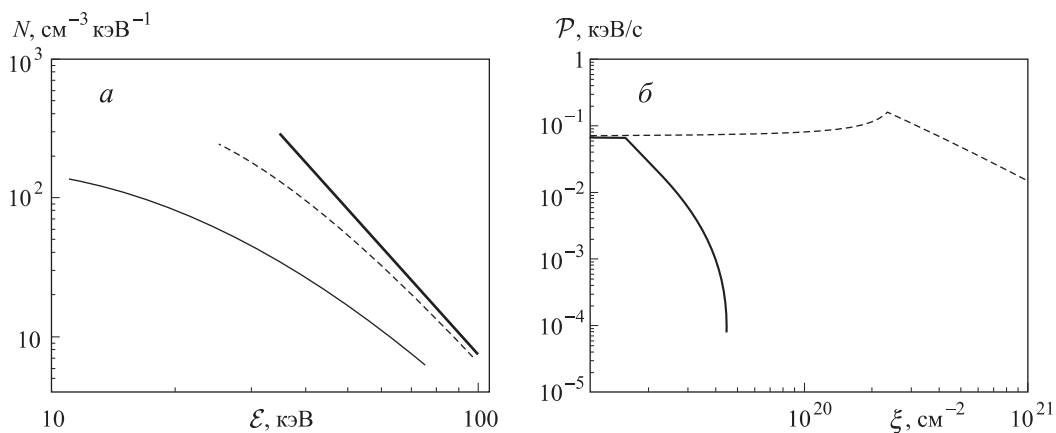


Рис. 3. а — Энергетические спектры ускоренных электронов. Спектр инжекции — жирная линия, спектр на глубине ξ в модели без обратного тока — пунктирная линия, с обратным током — сплошная линия. б — Мощность нагрева плазмы энергичными электронами для двух моделей: с учетом (сплошная линия) и без учета (пунктирная линия) обратного тока

где коэффициент

$$a_0 = 2\pi e^4 \ln \Lambda \approx$$

$$\approx 1.3 \cdot 10^{-19} \cdot [\ln(\mathcal{E}/mc^2) - (1/2) \ln n_2 + 38.7] \quad \text{кэВ}^2 \cdot \text{см}^2.$$

На рис. 3, б представлена зависимость мощности нагрева холодной плазмы быстрыми электронами от глубины проникания ξ в мишень для двух моделей. Видно, что энерговыделение в обеих моделях одинаково до некоторой небольшой глубины ($\xi \approx 1.5 \cdot 10^{19}$ см⁻²), начиная с которой наблюдается резкое падение мощности нагрева в модели с обратным током. Напротив, в модели без обратного тока электроны проникают на порядок величины большие глубины, где и создают максимум мощности нагрева плазмы.

Заключение

В связи с проблемой ускорения частиц в солнечных вспышках нами решена задача о нетепловых убегающих электронах в рамках модели толстой мишени с обратным током, необходимость которого очевидна. При его отсутствии пучки ускоренных электронов порождали бы огромные токи ($\sim 10^{17}$ А) и соответственно гигантские магнитные поля, которые в реальных вспышках не наблюдаются [6, 19, 20].

Обратный ток существенно влияет на характер функции распределения ускоренных электронов. Сравнение нашей модели с классической моделью толстой мишени показало, что потери энергии в электрическом поле обратного тока преобладают над потерями энергии на кулоновских столкновениях. При это функция распределения быстрых электронов становится более изотропной по мере проникания в мишень, а с ростом энергии частиц, напротив, анизотропия возрастает.

Полученные результаты могут служить отправной точкой к решению более сложной задачи, учитывающей тепловые и гидродинамические процессы в плазме, нагреваемой ускоренными электронами в солнечной вспышке. С помощью найденной в рамках нашей модели функции распределения быстрых электронов можно, например, выполнить с хорошей степенью точности

расчет характеристик жесткого рентгеновского излучения вспышек, в первую очередь его поляризации. Такое исследование позволило бы сравнить результаты теоретического моделирования солнечных вспышек с результатами будущих космических наблюдений.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 08-02-01033-а).

Список литературы

1. *Shih A.Y., Lin R.P., Smith D.M.* // *Astrophys. J.* 2009. **698**. P. 152.
2. *Casolino M., de Simone N., de Pascale M.P. et al.* // *Nucl. Phys. B. Proc. Supplements.* 2009. **190**. P. 293.
3. *Сомов Б.В., Сыроватский С.И.* // *Успехи физ. наук.* 1976. **120**. С. 217.
4. *Somov B.V.* *Physical Processes in Solar Flares.* Dordrecht; L., 1993.
5. *Сыроватский С.И., Шмелева О.П.* // *Астрон. журн.* 1972. **49**. С. 334.
6. *Hoing P., Brown J.C., van Beek H.F.* // *Solar Phys.* 1976. **48**. P. 197.
7. *Knight J.W., Sturrock P.A.* // *Astrophys. J.* 1977. **218**. P. 306.
8. *Emslie A.G.* // *Astrophys. J.* 1980. **235**. P. 1055.
9. *Сермульньши В.А., Сомов Б.В.* // *Комплексное изучение Солнца: Тр. 12-го Ленинградского семинара по космофизике.* Л., 1982. С. 90.
10. *Somov B.V.* *Plasma astrophysics. Part I. Fundamentals and practice.* N. Y., 2006.
11. *Diakonov S.V., Somov B.V.* // *Solar Phys.* 1988. **116**. P. 119.
12. *Litvinenko Yu.E., Somov B.V.* // *Solar Phys.* 1991. **131**. P. 319.
13. *Сомов Б.В., Тундо И.П.* // *Космич. исслед.* 1978. **16**. С. 686.
14. *Сомов Б.В.* // *Изв. АН СССР. Сер. физ.* 1981. **45**, № 4. С. 576.
15. *Somov B.V.* *Plasma astrophysics. Part II. Reconnection and flares.* N. Y., 2006.
16. *Van den Oord G.H.J.* // *Astron. Astrophys.* 1990. **234**. P. 496.
17. *Владимиров В.С.* *Уравнения математической физики.* М., 1972.
18. *Brown J.C., Melrose D.B., Spicer D.S.* // *Astrophys. J.* 1979. **228**. P. 592.
19. *Gopasyuk S.I.* // *Adv. Space Res.* 1990. **10**, N 9. P. 151.
20. *Goff C.P., Matthews S.A., van Driel-Gesztelyi L. et al.* // *Astron. Astrophys.* 2004. **423**. P. 363.

The kinetic description of the flux of electrons accelerated in solar flare

P. A. Gritsyk^a, B. V. Somov^b

*P. K. Sternberg State Institute of Astronomy, M. V. Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia.
E-mail: ^apgritsyk@gmail.com, ^bsomov@sai.msu.ru.*

The accurate quantitative model which describes propagation in the solar atmosphere of the electrons accelerated in flares is presented. The model is based on the kinetic equation which takes into account Coulomb collisions of the accelerated electrons with thermal electrons and protons in the solar corona and chromosphere plasma. By self-consistent approach we have found the distribution function of accelerated electrons and the electric field of a reverse-current which balances the accelerated electron current. We have compared our 2D in velocity space model with the widely used 1D classical model which does not take into account the reverse current.

Keywords: Sun, flares, nonthermal electrons, reverse current.

PACS: 52.25.Dg, 96.60.qe, 96.50.Vg.

Received 26 January 2011.

English version: *Moscow University Physics Bulletin* 5(2011).

Сведения об авторах

1. Грицык Павел Александрович — инженер 1-й категории; e-mail: pgritsyk@gmail.com.

2. Сомов Борис Всеволодович — докт. физ.-мат. наук, профессор, зав. отделом; тел.: (495) 939-16-44, e-mail: somov@sai.msu.ru.