

Современные аналитические модели ускорения и распространения электронов в солнечных вспышках

П.А. Грицык, Б.В. Сомов

Представлен обзор современного состояния кинетической теории ускорения и распространения энергичных (тепловых и нетепловых) электронов во время солнечных вспышек. Подробно рассмотрены классические модели толстой мишени и их дальнейшее развитие — модели, учитывающие эффект обратного тока и ускорение электронов в коллапсирующих магнитных ловушках. Найдены аналитические решения соответствующих кинетических уравнений. На основе этих решений рассчитаны характеристики генерируемого энергичными электронами тормозного жёсткого рентгеновского излучения. Полученные результаты сравниваются с современными данными высокоточных спутниковых наблюдений вспышек. Рассчитана степень поляризации излучения и обсуждаются возможности её измерения в будущих космических экспериментах.

Ключевые слова: Солнце, солнечная вспышка, ускорение электронов, кинетическое уравнение, интеграл столкновений, тормозное излучение, поляризация

PACS numbers: 96.60.-j, 96.60.Iv, 96.60.qe, 96.60.Tf

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039048>

Содержание

1. Введение (465).
 2. Современные представления о солнечных вспышках (466).
 - 2.1. Общая картина солнечной вспышки.
 - 2.2. Постановка задачи об энергичных убегающих электронах.
 - 2.3. Классические модели тонкой и толстой мишеней.
 - 2.4. Кинетическое уравнение для электронов высоких энергий.
 - 2.5. Тепловые убегающие электроны в солнечных вспышках.
 3. Современные модели распространения и дополнительного ускорения электронов во вспышках (472).
 - 3.1. Некоторые упрощающие предположения.
 - 3.2. Самосогласованная аналитическая модель толстой мишени с обратным током.
 - 3.3. Ускорение электронов в коллапсирующих магнитных ловушках.
 - 3.4. Специфические особенности объединённой модели.
 4. Жёсткое рентгеновское излучение солнечных вспышек (478).
 - 4.1. Методика расчёта характеристик тормозного излучения.
 - 4.2. Солнечная вспышка 6 декабря 2006 года.
 - 4.3. Солнечная вспышка 19 июля 2012 года.
 - 4.4. Поляризация жёсткого рентгеновского излучения.
 5. Заключение (488).
- Список литературы (488).

П.А. Грицык^(а), Б.В. Сомов^(б)

Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга, Университетский просп. 13, 119234 Москва, Российская Федерация
E-mail: ^(а) pgritsyk@gmail.com, ^(б) somov@sai.msu.ru

Статья поступила 28 июля 2021 г.,
после доработки 20 августа 2021 г.

1. Введение

Среди многочисленных проявлений активности Солнца самое мощное из них — солнечные вспышки [1–5]. Большие вспышки характеризуются выделением огромной энергии, $\sim 10^{32}$ эрг, за короткое время, $\sim 10^3$ с, что соответствует средней мощности энерговыделения $\sim 10^{29}$ эрг с⁻¹. Во время импульсной фазы вспышки мощность энерговыделения в несколько раз превышает среднюю, а поток жёсткого электромагнитного излучения от всего Солнца увеличивается в тысячи раз. В невидимых ультрафиолетовых, рентгеновских и гамма-лучах наше Солнце вспыскивает "ярче тысячи солнц" [6]. Уже через восемь минут эти лучи достигают орбиты Земли. Потоки заряженных частиц, ускоренных до высоких энергий, и огромные выбросы плазмы (так называемые "корональные выбросы массы" [7]) внезапно обрушиваются в межпланетное пространство. В космосе и даже на Земле солнечные вспышки представляют известную опасность [8–11].

Наличие нескольких каналов выделения энергии (быстрые магнитогидродинамические (МГД) течения плазмы, мощные потоки тепла, ускоренные частицы и излучение) определяет множество физических процессов, вызываемых вспышкой в атмосфере Солнца [12–15]. Именно эти сложные и разветвлённые процессы образуют наблюдаемую картину вспышки. Между тем первичный источник энергии вспышки малодоступен для наблюдений в рентгеновском диапазоне, поскольку его мера эмиссии очень мала. Некоторый прогресс в исследовании этой области вспышки достигнут благодаря развитию технологии обработки радиоспектров, полученных в диапазоне 1–2 ГГц с чрезвычайно высокой точностью

(временное разрешение ~ 50 мс, пространственное разрешение $\sim 1''$) [16]. Для некоторых вспышечных событий удаётся локализовать компактную область в короне, где предположительно происходит первичное ускорение частиц (см. рис. 2 в [16]), а также исследовать пространственные и энергетические характеристики пучков ускоренных электронов.

Согласно исторически первым, но в значительной мере правильным и основополагающим теоретическим представлениям о механизме солнечных вспышек [17–23], источником энергии вспышки являются сильные магнитные поля в атмосфере Солнца. В упомянутых классических работах была показана ключевая роль своеобразного перераспределения потоков магнитного поля, меняющего их топологическую связность, — магнитного пересоединения. В результате эффекта магнитного пересоединения энергия взаимодействующих магнитных потоков преобразуется в кинетическую энергию заряженных частиц и быстрых направленных МГД-течений плазмы — джетов.

Существование магнитного пересоединения как фундаментального механизма первичного энерговыделения в солнечных вспышках в настоящее время подтверждается данными современных спутниковых наблюдений [16, 24–26], а общая картина вспышки и её сценарий считаются известными [27–33]. Перед началом наиболее мощной, так называемой импульсной фазы, которая длится от нескольких секунд до нескольких десятков секунд [34], в короне формируются условия, необходимые для быстрого магнитного пересоединения. В процессе такого пересоединения происходит ускорение электронов, протонов и других ионов электрическим полем внутри пересоединяющего высокотемпературного токового слоя до энергий, намного превышающих тепловые энергии частиц в короне и хромосфере [35–38]. В солнечных вспышках электроны и протоны могут ускоряться до высоких энергий, иногда до очень высоких: электроны от нескольких кэВ (протоны от нескольких МэВ) до нескольких ГэВ; см., например, международный эксперимент "ПАМЕЛА" на российском спутнике РЕСУРС ДК-1 [39, 40].

В настоящее время ускорение заряженных частиц до высоких энергий остаётся актуальной проблемой не только для физики Солнца, но и для современной астрофизики в целом. Эта проблема настоятельно требует решения применительно к различным по своим масштабам и природе астрофизическим явлениям, таким как

а) магнитное пересоединение в неравновесных магнитосферах компактных релятивистских объектов [41–43];

б) гравитационный коллапс звёзд и других астрономических объектов [44, 45], например, протозвёздных облаков с замороженным магнитным полем [46];

в) космические лучи у Земли и во Вселенной [47–49].

Между тем вспышки на Солнце представляют особый интерес для детального изучения физических механизмов ускорения частиц, поскольку могут быть исследованы самым всесторонним образом.

Как известно, электроны обладают много меньшей массой по сравнению с протонами. В процессе ускорения они легко приобретают большие скорости — почти релятивистские и релятивистские. Существенно, что эти электроны, как правило, имеют скорости много больше тепловой в плазме и обладают значительной энергией. Будем называть такие электроны энергичными вне зависи-

мости от их происхождения — теплового или нетеплового. Энергичные электроны убегают из области ускорения, пересоединяющего токового слоя, и быстро распространяются вдоль пересоединённых линий магнитного поля в короне и хромосфере Солнца, порождая огромные всплески излучения в жёстком рентгеновском и гамма-диапазоне [50, 51].

В настоящее время достигнута настолько высокая точность приёмников электромагнитного излучения на космических аппаратах [52–55], что данные рентгеновских наблюдений корональных и хромосферных источников, а также их сопоставление с данными в других диапазонах (в оптическом, микроволновом и гамма) позволяют проверить корректность существующих модельных представлений о вспышках, понять фундаментальные механизмы ускорения и распространения заряженных частиц в астрофизической плазме.

Исследование этих процессов во время солнечных вспышек на основе современных наблюдательных данных, получаемых космическими и наземными обсерваториями, и теоретических методов (аналитических и численных) — ключевая проблема современной физики Солнца, имеющая фундаментальное значение.

Раздел 2 данной статьи посвящён описанию современных представлений о картине солнечной вспышки. Авторами сформулирована кинетическая задача о распространении энергичных электронов в атмосфере Солнца, обсуждаются её классические решения и их особенности. Более точные современные кинетические модели вспышки приведены в разделе 3. На основании полученных решений промоделированы события 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г., в разделе 4 представлено сравнение этих результатов с данными рентгеновских наблюдений. Также в разделе 4 приведены расчёты поляризации излучения в солнечных вспышках, обсуждаются возможности её измерения в наземных и космических экспериментах. В заключении сделаны необходимые выводы о точности существующих моделей в контексте современных и будущих наблюдений.

2. Современные представления о солнечных вспышках

2.1. Общая картина солнечной вспышки

Типичный сценарий солнечной вспышки схематически, но с учётом последовательности физических процессов и их взаимного расположения, показан на рис. 1. Из солнечной короны плазма с "замороженным" [18], сильным магнитным полем втекает в пересоединяющий токовый слой (Reconnecting Current Layer, RCL) с относительно небольшой скоростью $v_0 \sim 10$ км с⁻¹. Внутри токового слоя условия "замороженности" нарушаются, и пересоединённые линии магнитного поля вместе со "сверхгорячей" (электронная температура $T_e \gtrsim 30$ МК) [29], почти бесстолкновительной плазмой движутся из сверхгорячего токового слоя в противоположные стороны (преимущественно вверх и вниз) со скоростями $v_1 \sim 10^3$ км с⁻¹. Тормозное излучение электронов сверхгорячей плазмы и ускоренных электронов образует движущийся в короне источник жёсткого рентгеновского излучения [56, 57]. Постепенно охлаждаясь, сверхгорячая плазма становится видимой в менее жёстком рентгеновском излучении. На рисунке 1 показан лишь наиболее яркий фраг-

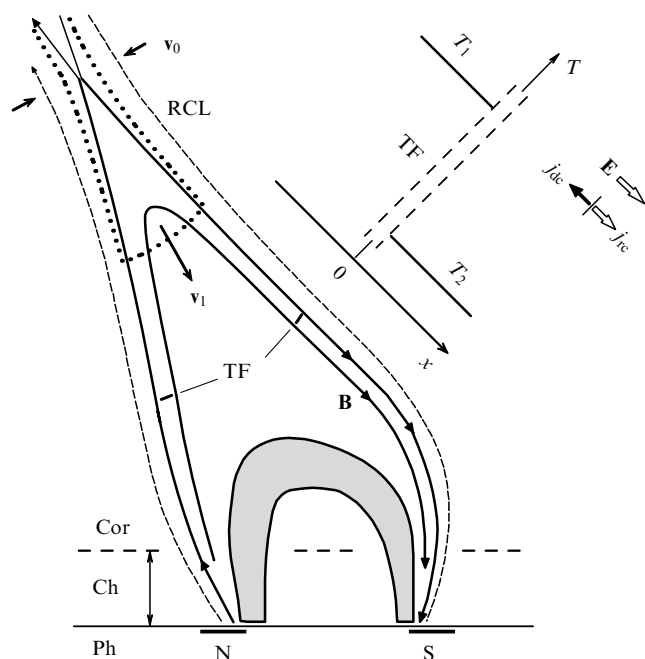


Рис. 1. Наиболее существенный фрагмент классической картины солнечной вспышки. Ускоренные в пересоединяющем токовом слое RCL электроны убегают из сверхгорячей плазмы с температурой T_1 через турбулентный фронт TF в менее горячую (более холодную) плазму мишени с температурой T_2 .

мент протяжённой области всей вспышки, а именно пересоединённые линии магнитного поля **B**, движущиеся из токового слоя со скоростью v_1 вниз, в направлении к хромосфере Ch и фотосфере Ph; N и S — пара источников фотосферного магнитного поля, например солнечных пятен.

Энергичные электроны убегают из области ускорения, пересоединяющего токового слоя, и быстро распространяются вдоль пересоединённых линий магнитного поля в короне и хромосфере Солнца. При этом плотность "фоновой" плазмы, т.е. плазмы на пути распространения энергичных электронов, изменяется в широких пределах: от $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$ в короне до $\gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-3}$ в хромосфере [58, 59]. Из-за низкой плотности плазмы в короне длина свободного пробега энергичных электронов велика, и такие частицы почти без кулоновских потерь энергии (энергетический спектр электронов можно считать неизменным) преодолевают этот участок пути вдоль пересоединённых линий магнитного поля. Даже сравнительно редкие столкновения приводят к генерации тормозного жёсткого рентгеновского излучения в короне, которое хорошо описывается в рамках классической модели тонкой мишени (см. обзор [12]).

Проникая в хромосферу, где плотность плазмы существенно выше ($\gtrsim 10^{11} \text{ см}^{-3}$), электроны быстро теряют кинетическую энергию за счёт кулоновских столкновений. Здесь, как и в короне, они генерируют жёсткое рентгеновское излучение, причём довольно часто наиболее интенсивное [12, 50]. Источники этого излучения находятся в основаниях трубок пересоединённых линий магнитного поля, так называемых "вспышечных петель", и в совокупности основания трубок образуют "вспышечные ленты". Последние доступны самому всестороннему изучению с помощью наземных и космических наблюдений [33].

Для описания эволюции функции распределения энергичных частиц при их распространении в хромосфере широко используется упрощённая модель толстой мишени [60], которая приближённо учитывает эффект столкновительного рассеяния электронов пучка. Следствием данного упрощения является ограничение области применения модели небольшими глубинами проникания электронов в мишень (подробнее см. в разделе 2.3). Для интерпретации наблюдений более подходящей является классическая модель Сыроватского и Шмелёвой [61], основанная на аналитическом решении соответствующего кинетического уравнения с интегралом столкновений Ландау и, таким образом, аккуратно учитывающая столкновения.

Эти первые кинетические модели (мы называем их здесь классическими) не отличались высокой точностью, но позволяли на качественном уровне понять физическую природу отдельных процессов, образующих наблюдаемую картину вспышек. Классические модели идеально соответствовали точности наблюдений того времени и адекватно отвечали на вопросы, стоявшие перед теорией солнечных вспышек в 1970-е годы.

Применительно к современным наблюдениям солнечных вспышек (в первую очередь мощных вспышек) такие модели испытывают значительные трудности [62]. Одна из проблем состоит в том, что классические модели не учитывают эффект обратного тока, существование которого видится очевидным. Действительно, из области ускорения в корону и хромосферу Солнца высыпается большое количество заряженных частиц [63], создающих электрический ток $j_{dc} \gtrsim 10^{17} \text{ А}$. Соответствующих этим токам магнитных полей ($B_0 \gtrsim 10^5 \text{ Гс}$) тем не менее в солнечных вспышках не наблюдается [34, 64]. Это связано с возникновением в плазме солнечной атмосферы электростатического и индукционного электрических полей, под действием которых тепловые частицы создают обратный ток, компенсирующий прямой ток. С учётом знака заряда электронов на рис. 1 показаны направления прямого (j_{dc}) и обратного (j_{rc}) токов, а также вектор напряжённости электрического поля обратного тока **E**. Разумеется, суммарное электрическое поле действует также и на электроны пучка, значительно изменяя характер их распространения.

Более современные по сравнению с классическими моделями толстой и тонкой мишени модели следующего поколения [65, 66] учитывают электрическое поле обратного тока. Эти модели можно назвать "неоклассическими". Их принципиальная особенность и огромное преимущество состоят в том, что они являются двумерными в пространстве скоростей (см. [28, гл. 4]).

Однако здесь мы сталкиваемся с ещё одной проблемой, которую не предвидели ни классические, ни неоклассические модели. Эта проблема состоит в том, как объяснить наблюдаемую интенсивность жёсткого рентгеновского излучения в короне. Проблема находит своё решение благодаря тому, что отношение интенсивностей коронального и хромосферного источников излучения, их временные и спектральные особенности зависят от того, насколько эффективно работают бетатронный нагрев и ускорение Ферми первого порядка внутри вспышечных петель, которые играют роль так называемых *коллапсирующих* магнитных ловушек [67].

Как отмечалось выше, электроны в солнечных вспышках сначала ускоряются электрическим полем в пересое-

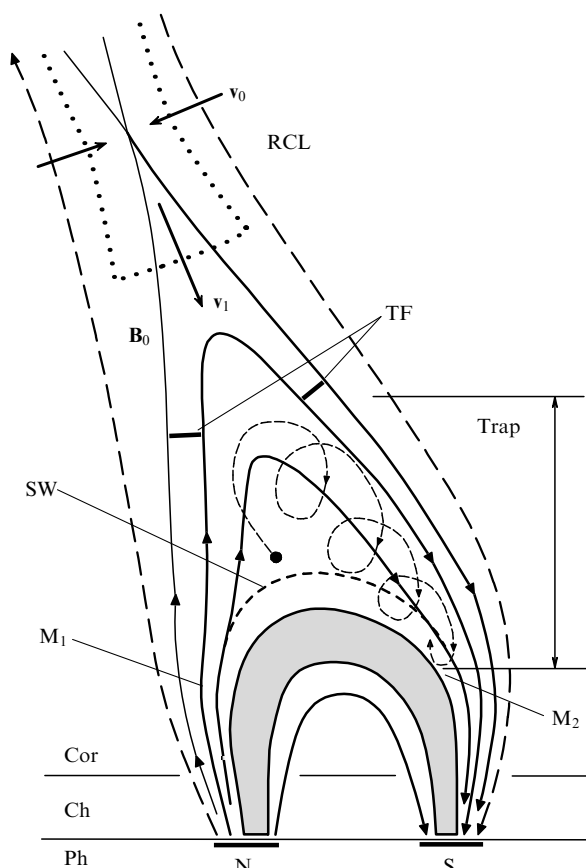


Рис. 2. Схема солнечной вспышки с магнитной ловушкой. RCL — пересоединяющий токовый слой, первичный источник ускоренных электронов; SW — ударная волна над "магнитным препятствием"; Tgr — коллапсирующая магнитная ловушка в короне между турбулентным фронтом TF и магнитными зеркалами M_1 , M_2 . Штриховой спиралью условно показана траектория электрона, захваченного в ловушку.

единяющем токовом слое (см. рис. 1). После этого первого шага в ускорительном процессе они оказываются внутри корональных магнитных ловушек (рис. 2), длина вдоль линий магнитного поля и поперечный размер (толщина) которых быстро уменьшаются [67]. В таких коллапсирующих ловушках захваченные электроны отражаются от ударной волны SW, расположенной на пути высокоскоростного потока плазмы из токового слоя, или от магнитных "зеркал" M_1 и M_2 (см. рис. 2). При относительно медленном магнитном пересоединении ударная волна может и не возникать, тогда отражение происходит только на магнитных зеркалах M_1 и M_2 [29]. Внутри коллапсирующей ловушки электроны приобретают дополнительное ускорение посредством механизма Ферми первого порядка и бетатронного нагрева.

Дополнительное, или вторичное, увеличение энергии электронов имеет принципиальное значение для правильной интерпретации современных наблюдений солнечных вспышек. Дело в том, что в некоторых вспышках учёта первичного ускорения в пересоединяющем токовом слое оказывается недостаточно (см., например, [30, раздел 3.3.2]). Сценарий доускорения электронов одной популяции (ускорение в токовом слое плюс последующее ускорение тех же электронов в коллапсирующей магнитной ловушке) предложен в [67], назван *двухшажным* ускорением (double step acceleration) и до настоящего времени

не подтверждён убедительными наблюдениями вспышек, оставаясь преимущественно теоретическим предсказанием. Указанный эффект не следует путать с так называемым двухфазным ускорением, когда первично ускоренные электроны во время импульсной фазы вспышки (несколько секунд или десятков секунд) ускоряются до релятивистских энергий (как ранее предполагалось, на ударных волнах) существенно позже, во время второй фазы вспышки с запаздыванием от нескольких минут до нескольких часов [68].

Такова, в общих чертах и кратком изложении, современная картина солнечной вспышки. Её интерпретация по-прежнему остаётся одной из основных задач физики Солнца. В связи с развитием космических наблюдений Солнца классические кинетические модели [61] и в особенности модели "упрощённые классические" [60, 69, 70] либо не обеспечивают необходимой точности, либо не применимы для интерпретации некоторых событий [62, 71, 72]. Между тем в современных численных моделях вспышки [30, 31, 73] кинетическая задача о распространении во вспышке ускоренных частиц рассматривается в достаточно общей постановке, но большое количество модельных параметров вместе с высокими вычислительными затратами затрудняют понимание главных физических процессов, их место и роль в солнечной вспышке.

2.2. Постановка задачи об энергичных убегающих электронах

В астрофизической плазме вообще и во вспышках на Солнце в частности ускорение электронов всегда сопровождается нагревом плазмы, и наоборот, нагрев плазмы приводит к появлению энергичных убегающих из неё электронов [28]. Как отмечалось, во время вспышек 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: $T_e \gtrsim 10^8$ K [74]. Такой слой принято называть *сверхгорячим* турбулентным токовым слоем [29].

Из токового слоя потоки тепла в виде тепловых волн огромной амплитуды и потоки ускоренных частиц очень быстро распространяются вдоль пересоединённых линий магнитного поля. Последние образуют ярко светящиеся трубки магнитного поля, называемые "вспышечными петлями" (см. рис. 1.2.6 в [13]). Фронт тепловой волны в солнечных вспышках при температурах $T_e \gtrsim 10^6$ K сильно турбулизован, и классическая электронная теплопроводность вдоль магнитного поля в нём подавлена. Однако, как и в случае обычного эффекта теплового убегания электронов, связанного с кулоновскими столкновениями в плазме при наличии большого градиента температуры (см. [28, § 8.4.3]), электроны со скоростями, большими некоторой критической скорости v_{cr} [75], практически беспрепятственно проникают через турбулентный слой из сверхгорячей ($T_1 \gtrsim 10^8$ K) плазмы в плазму, значительно более холодную: $T_2 \gtrsim 10^6$ K в короне, $T_2 \lesssim 10^4$ K в хромосфере. Электроны с меньшими скоростями остаются в сверхгорячем источнике.

Рассмотрим общую постановку задачи об энергичных убегающих электронах, которые проникают через турбулентный фронт и распространяются в "холодной" плазме (см. рис. 1). Пусть для простоты сверхгорячая и холодная плазма занимают два полупространства: $x < 0$

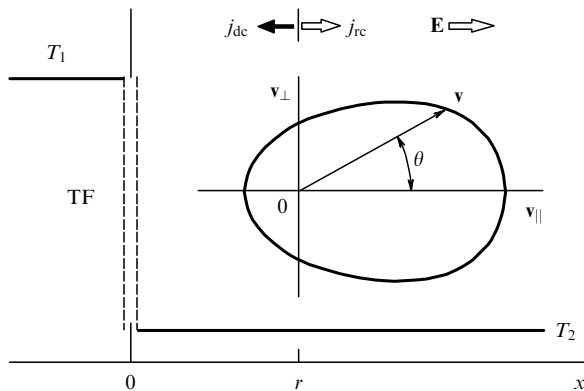


Рис. 3. Постановка задачи об энергичных электронах, которые убежали из сверхгорячей плазмы с температурой T_1 сквозь турбулентный фронт TF в более холодную плазму с температурой T_2 . r — расстояние от турбулентного фронта до точки, в которой рассматривается функция распределения электронов; E — напряжённость электрического поля обратного тока; $v_{\perp}$ и $v_{\parallel}$ — поперечная и продольная компоненты вектора скорости v электронов.

и $x > 0$, разделённых плоским тонким турбулентным слоем при $x = 0$ (рис. 3). Будем также считать, если не оговорено иное, что магнитное поле однородно и направлено вдоль оси x , т.е. перпендикулярно к границе между сверхгорячей и холодной плазмой.

Пусть функция распределения энергичных электронов в источнике f_{vs} обладает осевой симметрией относительно направления магнитного поля. Тогда граничная функция распределения электронов, летящих вперёд в холодную плазму мишени, имеет вид

$$f_{vf}(0, v, \theta) = f_{vs}(v, \theta) \Theta(v - v_{\min}) \Theta(v_{\max} - v). \quad (1)$$

Здесь v — скорость электронов, θ — угол между вектором скорости v и направлением магнитного поля, $v_{\min}$ и $v_{\max}$ — минимальная и максимальная скорости электронов, тета-функция $\Theta(x) = 1$ при $x \geq 0$ и $\Theta(x) = 0$ при $x < 0$. Индекс " v " указывает на то, что искомая функция $f_v = f_v(r, v, \theta)$ является функцией распределения электронов по вектору скорости v . Ожидаемый вид этой функции на расстоянии r от турбулентного фронта TF условно показан в двумерном пространстве скоростей на рис. 3.

Отдельно остановимся на выборе условия нормирования для такой функции распределения. С точки зрения интерпретации наблюдений солнечных вспышек в жёстком рентгеновском излучении плотность потока энергии F на границе мишени, переносимого инжектированными через турбулентный фронт энергичными электронами, представляет собой существенный физический параметр задачи, который необходим для расчёта процессов, происходящих в мишени. Действительно, величина F учитывает различные характеристики спектра инъекции: концентрацию энергичных электронов, их минимальную и максимальную энергии, показатель наклона. При моделировании вспышки решается обратная задача, а именно, величина потока энергии F восстанавливается по наблюдаемой интенсивности жёсткого рентгеновского излучения в основаниях вспышечных петель. При этом функция распределения электронов нормируется на него следующим образом:

$$F [\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}] = \int f_v(0, v, \theta) v \cos \theta \frac{mv^2}{2} dv. \quad (2)$$

Наблюдаемое жёсткое рентгеновское излучение как в короне, так и в хромосфере состоит из двух компонент: нетепловой и тепловой. Нетепловая компонента обусловлена тормозным излучением ускоренных электронов, тепловая — тормозным излучением нагретых электронов плазмы. Вблизи нижней границы энергетического спектра ускоренных электронов определённую роль могут играть кулоновские столкновения. Они приводят к максвеллизации электронов и, как следствие, к тепловому жёсткому рентгеновскому излучению. При этом спектры нетеплового и теплового жёсткого рентгеновского излучения частично перекрываются.

В общем случае функция распределения f_{vs} электронов в источнике, т.е. в пересоединяющем сверхгорячем турбулентном токовом слое и вытекающей из него плазме, состоит из двух частей: тепловой и нетепловой. Первая описывает сверхгорячие электроны и обычно принимается в максвелловском виде [65]. Вторая часть соответствует ускоренным электронам и записывается в виде степенной функции [66].

Летающие вперёд энергичные электроны (тепловые и нетепловые) несут электрический ток, который принято называть *прямым* и который по определению равен

$$j_{dc}(r) = e \int f_v(r, v, \theta) v \cos \theta dv. \quad (3)$$

Прямой ток с учётом знака заряда электрона направлен назад, в сторону турбулентного фронта TF, как показано на рис. 3.

Справедливо предположить, что прямой ток полностью сбалансирован в плазме солнечных вспышек *обратным* током j_{rc} , т.е.

$$|j_{dc}(r)| = j_{rc}(r) \equiv j(r). \quad (4)$$

Это означает, что очень быстрый процесс генерации обратного тока успевает уравновесить прямой ток за время, сравнимое с периодом плазменных колебаний, которое в рассматриваемых нами условиях много меньше времени кулоновских столкновений [76]. Кроме того, мы пренебрежём любыми высокочастотными изменениями функции распределения ускоренных электронов в 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, будем предполагать, что именно они создают сопротивление обратному току, не изменяющееся во времени. Таким образом, мы полагаем, что стационарное электрическое поле $E = E(r)$, которое вызывает обратный ток и тормозит летящие вперёд энергичные электроны (см. рис. 3), может быть найдено из простого закона Ома:

$$E(r) = \frac{j(r)}{\sigma}, \quad (5)$$

где σ — проводимость плазмы, которая определяется исключительно кулоновскими столкновениями. Иными словами, будем предполагать, что скорость электронов обратного тока недостаточно высока для возбуждения турбулентности вне турбулентного фронта. Отметим, что обратный ток в основном создают электроны более холодной плазмы мишени. Они могут приобретать скорости, достаточные для преодоления турбулентного фронта, проникать в область ускорения и дополнитель-

но ускоряться. В [77] показано, что эффект может быть существенным и его необходимо учитывать самосогласованным образом при построении моделей вспышек. Среди летящих назад (к турбулентному фронту ТФ) частиц присутствует и вторая группа — ускоренные электроны пучка, повернувшие под действием электрического поля обратного тока.

Поведение функции распределения энергичных электронов в мишени будем описывать кинетическим уравнением [28]:

$$v \cos \theta \frac{\partial f_v}{\partial x} - \frac{eE}{m_e} \cos \theta \frac{\partial f_v}{\partial v} - \frac{eE}{m_e v} \sin^2 \theta \frac{\partial f_v}{\partial \cos \theta} = \text{St}_L(f_v). \quad (6)$$

Здесь учтено, что на временах порядка времени кулоновских столкновений в холодной плазме мишени процесс инжекции электронов можно рассматривать как стационарный, а их распределение в мишени, в полупространстве $x > 0$ (см. рис. 3), можно рассматривать как установившееся. По этой причине в кинетическом уравнении мы положили производную $\partial/\partial t$ равной нулю. Второе и третье слагаемые представляют выражение члена

$$\frac{(-e)}{m_e} \mathbf{E}(\mathbf{r}) \frac{\partial f_v}{\partial \mathbf{v}}$$

в переменных v и θ . Кроме того, как было предположено выше, функция распределения обладает осевой симметрией, и поэтому в левой части кинетического уравнения член с магнитным полем равен нулю (см. [28, раздел 4.1.1]).

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 (6), в качестве которой выбран интеграл столкновений Ландау

$$\begin{aligned} \text{St}_L(f_v) = & \frac{1}{v^2} \frac{\partial}{\partial v} \left[v^2 v_{\text{coll}}(v) \left(\frac{k_B T_2}{m_e} \frac{\partial f_v}{\partial v} + v f_v \right) \right] + \\ & + v_{\text{coll}}(v) \frac{\partial}{\partial \cos \theta} \left(\sin^2 \theta \frac{\partial f_v}{\partial \cos \theta} \right). \end{aligned} \quad (7)$$

Выражение (7) подразумевает, что кинетическая энергия сверхгорячих и ускоренных электронов много больше энергии тепловых электронов в более холодной плазме мишени. Как следствие, используется линеаризованный интеграл столкновений Ландау. В нём частота соударений энергичных электронов с тепловыми электронами и протонами в плазме

$$v_{\text{coll}}(v) = \frac{4\pi n_2 e^4}{m_e^2 v^3} \ln A, \quad (8)$$

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

Удобно ввести следующие безразмерные переменные и параметры: $\mu = \cos \theta$,

$$s = \frac{\pi e^4 \ln A}{(k_B T_1)^2} \int_0^r n_2(x) dx$$

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

$$z = \frac{m_e v^2}{2k_B T_1}$$

— отношение кинетической энергии энергичных электронов к тепловой энергии частиц сверхгорячей плазмы, $\tau = T_2/T_1$ — отношение температуры холодной плазмы к температуре сверхгорячей плазмы,

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

— отношение напряжённости электрического поля обратного тока к напряжённости поля Драйзера в холодной плазме.

Неизвестная функция $E = E(s)$ должна быть найдена из самосогласованного решения кинетической задачи, т.е. совместного решения уравнений (5) и (6). В новых переменных кинетическое уравнение (6) принимает вид

$$\begin{aligned} \mu z^2 \frac{\partial f_v}{\partial s} - 2\varepsilon \mu z^2 \frac{\partial f_v}{\partial z} - \varepsilon z (1 - \mu^2) \frac{\partial f_v}{\partial \mu} = \\ = 2z \frac{\partial f_v}{\partial z} + 2\tau z \frac{\partial^2 f_v}{\partial z^2} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_v}{\partial \mu} \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

Поскольку в первую очередь нас интересуют электроны, ускоренные в пересоединяющем токовом слое, возьмём только часть функции распределения электронов на границе мишени, имеющую степенной вид:

$$f_{\text{vif}}(0, z, \mu) = K z^{-\gamma_v} \Theta(z - z_{\min}) \Theta(z_{\max} - z). \quad (10)$$

Здесь безразмерные энергии $z_{\min}$ и $z_{\max}$ соответствуют нижней и верхней границам энергетического спектра ускоренных электронов. Постоянная K определяется из условия нормировки (2) и с учётом условия (10) имеет вид

$$K = \begin{cases} F(3 - \gamma_v) \left[\frac{2\pi (k_B T_1)^3}{m_e^2} (z_{\max}^{3-\gamma_v} - z_{\min}^{3-\gamma_v}) \right]^{-1}, & \gamma_v \neq 3, \\ F \left[\frac{2\pi (k_B T_1)^3}{m_e^2} \ln \left(\frac{z_{\max}}{z_{\min}} \right) \right]^{-1}, & \gamma_v = 3. \end{cases} \quad (11)$$

Напомним, что в уравнении (9) и везде далее функция $f_v(s, z, \mu)$ по-прежнему является функцией распределения ускоренных электронов по вектору скорости $\mathbf{v}$, в которой сделана простая замена переменных: модуля вектора скорости v на соответствующую безразмерную кинетическую энергию z . В безразмерных переменных сформулированная задача естественно остаётся двумерной в пространстве скоростей, что имеет принципиальное значение.

Кинетическое уравнение (9) при заданном граничном условии (10) однозначно определяет эволюцию потока ускоренных электронов в мишени и, следовательно, характеристики генерируемого ими излучения. При этом должны быть заданы следующие параметры модели: температуры сверхгорячей и холодной плазмы T_1 и T_2 , концентрация холодной плазмы n_2 . Численные значения этих параметров могут быть оценены с известной степенью точности на основании результатов наблюдений [78]. Кроме того, на основе наблюдений спектра жёсткого рентгеновского излучения подбираются такие характеристики ускоренных электронов, как плотность потока энергии F и показатель наклона спектра инжекции γ_v .

2.3. Классические модели тонкой и толстой мишеней

Пренебрегая диффузией по энергии и электрическим полем обратного тока, т.е. подставляя $\varepsilon(s) = 0$ в кинети-

ческое уравнение (9), запишем его в классическом предельном случае в виде

$$\mu z^2 \frac{\partial f_v}{\partial s} = 2z \frac{\partial f_v}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_v}{\partial \mu} \right]. \quad (12)$$

Уравнение (12) учитывает регулярные потери энергии и изменение углового распределения (угловую диффузию) энергичных электронов за счёт их кулоновских столкновений с тепловыми частицами плазмы при распространении в атмосфере Солнца.

Если в правой части уравнения (12) пренебречь членом, описывающим угловую диффузию ускоренных электронов, то оно переходит в кинетическое уравнение в том виде, в котором оно рассматривалось при построении классической модели тонкой и толстой мишеней [61]:

$$\mu \frac{\partial f_v}{\partial s} = \frac{2}{z} \frac{\partial f_v}{\partial z}. \quad (13)$$

Здесь $\mu = \text{const}$, поскольку нет рассеяния.

Уравнение (13) при граничном условии (10) имеет хорошо известное и часто используемое аналитическое решение ($\mu = 1$):

$$f_v(z, s) = K(z^2 + 2s)^{-\gamma_v/2} \Theta(z - z'_{\min}) \Theta(z'_{\max} - z), \quad (14)$$

где

$$z'_{\min, \max} = \text{Re}(z_{\min, \max}^2 - 2s)^{1/2}.$$

Аналогичное решение получено в работе [60] и в настоящее время не менее часто используется для интерпретации рентгеновского излучения в хромосфере. Однако, по сравнению с (14), оно отличается меньшей точностью, поскольку автором приближённо учтены столкновения энергичных электронов с частицами фоновой плазмы.

Здесь следует сказать несколько слов о роли диффузии электронов по углу в задаче (12). Как отмечалось выше, эффект обусловлен изменением направления движения электронов при их кулоновских столкновениях с частицами плазмы и не является малым (см. [28, раздел 4.2]). Однако ни классическое решение (14), ни решение, полученное в работе [60], его не учитывают. Между тем угловая диффузия приводит к существенному ограничению глубины проникания пучка в мишень по сравнению с классическими моделями толстой мишени (см. [28, раздел 4.4]). Последние, как следствие, предсказывают некорректные значения характеристик генерируемого электронами тормозного излучения, в том числе завышенные значения поляризации [79]. Наиболее точно эволюцию пучка электронов в атмосфере Солнца описывает уравнение (9), аналитическое решение которого рассмотрено в разделе 3.2.

Тем не менее в качестве эталона при интерпретации жёсткого рентгеновского излучения в хромосфере, т.е. в толстой мишени, мы будем использовать решение (14). Отметим, что его физический смысл легко понять. Действительно, ускоренные электроны, распространяясь вдоль предполагаемого однородного магнитного поля, в отсутствие угловой диффузии не меняют своего углового распределения, а их энергетический спектр смещается за счёт кулоновских столкновений в область более низких энергий, становясь при этом более жёстким.

В приближении классической модели тонкой мишени ([69], см. также [12, 61]), которая применяется для описа-

ния движения на небольших толщах плазмы, функция распределения и, соответственно, спектр ускоренных электронов меняются незначительно. Такое приближение подходит для интерпретации жёсткого рентгеновского излучения в короне, где плотность фоновой плазмы относительно невелика, и используется в настоящей работе для интерпретации корональных источников жёсткого рентгеновского излучения вспышек. Используемый здесь формализм модели тонкой мишени взят из [12].

2.4. Кинетическое уравнение для электронов высоких энергий

С целью более полного описания существующего многообразия кинетических моделей солнечных вспышек рассмотрим ещё один предельный случай — распространение в атмосфере Солнца ускоренных электронов с условной нижней границей по энергиям (например, $\mathcal{E} \gtrsim 120$ кэВ) в *неоднородном*, возрастающем к основаниям вспышечных петель магнитном поле.

Напомним, что в [61] при расчёте жёсткого рентгеновского излучения ускоренных электронов в конкретных солнечных вспышках верхняя граница их энергетического спектра условно принималась бесконечно большой. Это вполне оправдано. Даже для мощных вспышек с очень жёстким спектром инжекции показатель наклона $\gamma_v \gtrsim 2$, поэтому оценки плотности потока жёсткого рентгеновского излучения почти не меняются в зависимости от выбора достаточно большой величины верхней границы спектра. Действительно, таких частиц среди инжектированных электронов не только сравнительно мало, но для них характерно отсутствие значительных потерь энергии и на кулоновские столкновения, и в электрическом поле обратного тока. Тем не менее такие электроны [80, 81] вносят определяющий вклад в высокочастотную часть ($\gtrsim 10$ ГГц) гиротронного радиоспектра.

Для случая, когда энергия ускоренных электронов столь велика, что можно пренебречь кулоновскими столкновениями и влиянием электрического поля обратного тока, в [70] получено аналитическое решение простого кинетического уравнения, учитывающего только магнитное поле, точнее говоря, его неоднородность (ср. с уравнением (6), которое учитывает всё остальное):

$$\frac{\partial f_v}{\partial s} = \frac{1 - \mu^2}{2} \alpha_B \frac{\partial f_v}{\partial \mu}, \quad (15)$$

где $\alpha_B(s) = \ln(B(s)/B(0))$ — логарифм отношения магнитного поля в основаниях вспышечной петли к полю в её вершине.

Решение уравнения (15) имеет вид

$$f_v(s, z, \mu) = f_{v0}(z, [1 - (1 - \mu^2) \exp(\alpha_B(s))]^{1/2}), \quad (16)$$

где f_{v0} — граничная функция распределения электронов. Формула (16) описывает простую и естественную картину поведения частиц больших энергий (потери энергии и рассеяния пренебрежимо малы), захваченных в магнитную ловушку (см. раздел 3.3). В принципе, используя аналитические решения (14) и (16), можно получить модельное описание распространения электронов всего энергетического спектра в классическом приближении, т.е. без учёта обратных токов и коллапсирующих магнитных ловушек.

2.5. Тепловые убегающие электроны в солнечных вспышках

Из сверхгорячего источника через турбулентный фронт TF (см. рис. 1) в более холодную плазму короны и хромосферы помимо ускоренных электронов могут проникать тепловые электроны со скоростями $v > v_{cr}$. Модельное описание их распространения имеет большое практическое значение, поскольку такие частицы генерируют тормозное рентгеновское излучение с энергией фотонов $\mathcal{E}_{hv} \sim 10-20$ кэВ (тепловая компонента в спектрах коронального и хромосферного источников), спектр и поляризация которого могут быть исследованы с помощью существующих и перспективных космических обсерваторий. Разумеется, без учёта этой спектральной составляющей интерпретация рентгеновских наблюдений вспышек (особенно поляризационных) не может быть полной.

Задача о распространении тепловых убегающих электронов во время солнечных вспышек подробно рассмотрена в работе [82], где авторами было найдено аналитическое решение соответствующего кинетического уравнения, которое может быть получено из уравнения (9). Действительно, пренебрегая электрическим полем обратного тока ε , имеем

$$z^2 \mu \frac{\partial \varphi}{\partial s} - 2z \frac{\partial \varphi}{\partial z} \left(1 - \tau \frac{\partial \varphi}{\partial z}\right) - 2\tau z \frac{\partial^2 \varphi}{\partial z^2} + 2\mu \frac{\partial \varphi}{\partial \mu} + (1 - \mu^2) \left(\frac{\partial \varphi}{\partial \mu}\right)^2 - (1 - \mu^2) \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial \mu^2}\right) = 0. \quad (17)$$

Вместо функции распределения f_v здесь введена новая функция

$$\varphi = -\ln f_v, \quad (18)$$

что удобно при рассмотрении функций распределения, мало отличающихся от максвелловской. Приближённое аналитическое решение данной кинетической задачи, полученное в [82], имеет следующий вид:

$$f_v(z, \mu, s) = \begin{cases} \exp \left[-\left(z + 2 \frac{s}{z} \right) \right], & \mu > \left(\frac{s}{z} \right)^2, \\ \exp \left[-\left(z + 2 \frac{s}{z} (2 - \mu) + \frac{s}{z} (1 - \mu)^2 \right) \right], & \mu \gtrless \frac{s}{(s^{1/2} + 1)^2}, \\ \exp \left[-(z + 2s^{1/2}) \right], & z < s^{1/2}. \end{cases} \quad (19)$$

Здесь параметр a необходим для того, чтобы обеспечить сшивку первых двух распределений в (19). Выбор этого параметра несколько влияет на степень анизотропии сверхгорячих электронов и, следовательно, на поляризацию их тормозного излучения. Однако, как показано в [82], это влияние проявляется лишь при настолько высоких энергиях, что поток жёсткого рентгеновского излучения пренебрежимо мал с точки зрения практических возможностей измерения поляризации. Об этом речь пойдёт в разделе 4.

Отметим, что решение (19) справедливо для случаев, когда тепловые электроны имеют энергии заметно выше

энергий частиц в более холодной окружающей плазме короны и хромосферы. Другими словами, диффузией по энергии в уравнении (17) можно пренебречь. В случае, когда энергия электронов $z \rightarrow 1$, необходимо учитывать диффузию по энергии, что принципиально изменяет эволюцию их функции распределения [83].

3. Современные модели распространения и дополнительного ускорения электронов во вспышках

3.1. Некоторые упрощающие предположения

С математической точки зрения сформулированная в разделе 2.2 кинетическая задача (9) представляет собой систему интегродифференциальных уравнений относительно двух неизвестных функций $f_v(s, z, \mu)$ и $\varepsilon(s)$. При этом уравнение (9) — сложное дифференциальное уравнение в частных производных, решение которого даже при заданной функции $\varepsilon(s)$ сопряжено с большими трудностями. Однако уравнение (9) допускает значительные упрощения, если учесть малость входящих в него безразмерных параметров в условиях солнечных вспышек.

Первый такой параметр $\tau \sim 10^{-1} - 10^{-4}$, ввиду огромной температуры T_1 в сверхгорячем источнике ускоренных электронов. 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, т.е. ε , отметим одно принципиальное свойство решаемой задачи. С этой целью, после того как положили $\tau = 0$, разделим оставшееся уравнение на z и проинтегрируем его по z и μ . Используя определение прямого тока (3), переписанное в безразмерных переменных, убедимся, что только одно слагаемое в правой части исходного уравнения (9), а именно $z(\partial f_v / \partial z)$, даёт ненулевой вклад в уравнение, которое описывает поведение прямого тока в мишени [65]:

$$\frac{dj}{ds} = -a_1 \int_{-1}^1 f_v(0, s, \mu) d\mu, \quad (20)$$

где постоянная $a_1 = \pi e (2k_B T_1 / m_e)^2$. Интеграл в правой части (20) больше нуля. Действительно, он характеризует количество электронов на глубине s , которые потеряли свою кинетическую энергию вследствие кулоновских столкновений при движении в мишени. Разумеется, их число отлично от нуля. Следовательно, электрический ток потока ускоренных электронов уменьшается по мере проникания в мишень благодаря кулоновским потерям энергии и только им. Если бы столкновений не было, ток не изменялся бы. Сравнительно редкие столкновения энергичных электронов (вне зависимости от их природы) с тепловыми электронами холодной плазмы играют ключевую роль в самосогласованной задаче об обратном токе.

Обратимся ко второму безразмерному параметру. Поскольку ускоренные электроны в солнечных вспышках создают токи огромной величины [63, 84], в силу (5) естественно предположить, что электрическое поле ε обратного тока тоже очень велико. Как следствие, обусловленные электрическим полем потери энергии и изменение углового распределения электронов существенно выше,

чем они были бы в случае только кулоновских столкновений. Таким образом, справедливы следующие неравенства:

$$2\varepsilon\mu z^2 \frac{\partial f_v}{\partial z} \gg 2z \frac{\partial f_v}{\partial z}, \quad (21)$$

$$\varepsilon z (1 - \mu^2) \frac{\partial f_v}{\partial \mu} \gg \frac{\partial}{\partial \mu} \left[(1 - \mu^2) \frac{\partial f_v}{\partial \mu} \right]. \quad (22)$$

Принимая во внимание (22), в правой части уравнения (9) можно пренебречь угловой диффузией и сохранить только член, описывающий регулярные потери энергии на кулоновских столкновениях.

Несмотря на справедливость условия (21), в правой части уравнения (9) нельзя пренебречь членом $2z (\partial f_v / \partial z)$, описывающим регулярные потери энергии за счёт кулоновских столкновений, поскольку в противном случае мы полностью переходим к пределу бесстолкновительной плазмы. При этом, как и должно быть в бесстолкновительной плазме, $dj/ds = 0$, т.е. $j(s) = \text{const}$, что означает либо равенство нулю тока всюду в мишени при условии равенства его нулю на бесконечности, либо сохранение его величины там, где применимо бесстолкновительное приближение. Вблизи границы мишени, где значение электрического поля обратного тока очень велико, условие (21) справедливо, и с учётом редких столкновений величина тока, действительно, остаётся почти постоянной.

Здесь также нами не рассматриваются тепловые и гидродинамические явления, связанные с нагревом холодной плазмы мишени электронами прямого и обратного токов [85] (см., однако, [13, § 2.1.7]).

3.2. Самосогласованная аналитическая модель толстой мишени с обратным током

3.2.1. Электрическое поле обратного тока. Введём новую переменную, а именно, безразмерный потенциал электрического поля обратного тока:

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

Используя закон Ома (5) тоже в безразмерном виде,

$$\varepsilon = b_1 j,$$

где

$$b_1 = \frac{k_B T_1}{2\pi e^3 n_2 \sigma \ln A},$$

из уравнений (9) и (20) получим следующую систему интегродифференциальных уравнений:

$$\frac{\partial f_v}{\partial \phi} - \left[2 + \frac{2}{\varepsilon(\phi) \mu z} \right] \frac{\partial f_v}{\partial z} - \frac{1}{z} \frac{1 - \mu^2}{\mu} \frac{\partial f_v}{\partial \mu} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{d\varepsilon^2}{d\phi} = -2a_1 b_1 \int_{-1}^{+1} f_v(0, \mu, \phi) d\mu. \quad (24)$$

Дополним уравнение (23) граничным условием (10) при $\mu > 0$.

Чтобы решить эту непростую задачу, воспользуемся классическим методом характеристик (см. [86, § 3.3]).

Ищем решение в виде

$$f_v(z, \mu, \phi) = f_{v0}(X, Y), \quad (25)$$

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

$$\frac{dz}{d\phi} = -2 - \frac{2}{\varepsilon\mu z}, \quad z(0) = X, \quad (26)$$

$$\frac{d\mu}{d\phi} = -\frac{1 - \mu^2}{\mu z}, \quad \mu(0) = Y.$$

В общем виде эту систему уравнений можно решить аналитически, но только в неявном виде. Однако, используя условие (21) в виде $\varepsilon \gg \mu z$, находим приближённое явное решение:

$$X = z + 2\phi, \quad (27)$$

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

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

Воспользуемся полученным решением и запишем выражение для функции $\varepsilon(\phi)$. Из уравнения (25) получаем

$$f_v(0, \mu, \phi) = K(2\phi)^{-\gamma_v} \Theta(2\phi - z_{\min}).$$

Следовательно, используя (24), имеем

$$\begin{aligned} \frac{d\varepsilon^2}{d\phi} &= -2a_1 b_1 \int_{-1}^1 f_v(0, \mu, \phi) d\mu = \\ &= -4a_1 b_1 K(2\phi)^{-\gamma_v} \Theta(2\phi - z_{\min}). \end{aligned} \quad (28)$$

Отсюда, интегрируя по ϕ , находим искомую функцию

$$\varepsilon(\phi) = \begin{cases} \left(\frac{2a_1 b_1 K}{\gamma_v - 1} \right)^{1/2} (2\phi_0)^{(1-\gamma_v)/2} = \varepsilon_0 = \text{const}, & \phi < \phi_0 = \frac{z_{\min}}{2}, \\ \left(\frac{2a_1 b_1 K}{\gamma_v - 1} \right)^{1/2} (2\phi)^{(1-\gamma_v)/2}, & \phi > \phi_0. \end{cases} \quad (29)$$

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

Простоты ради приближённое решение (29) было получено при условии $z_{\max} \rightarrow \infty$, что, как отмечалось в разделе 2.4, вполне оправдано. Обратим внимание на ещё одно естественное ограничение — энергию z_{cr} электронов, способных преодолеть турбулентный фронт (ТФ на рис. 3), разделяющий сверхгорячую, горячую и более холодную плазму. Пороговая скорость убегания электронов, v_{cr} , определяется приближённой формулой [75]:

$$v_{cr} \approx 2,8 \left(\frac{k_B T_1}{m_e} \right)^{1/2}, \quad (30)$$

которая соответствует возбуждению ионно-звуковых волн обратным током внутри турбулентного фронта. Следовательно, граничная функция распределения (10) описывает электроны со скоростью, большей скорости (30), т.е. минимальная энергия проникающих через турбулентный фронт электронов $z_{\min} \geq z_{cr}$.

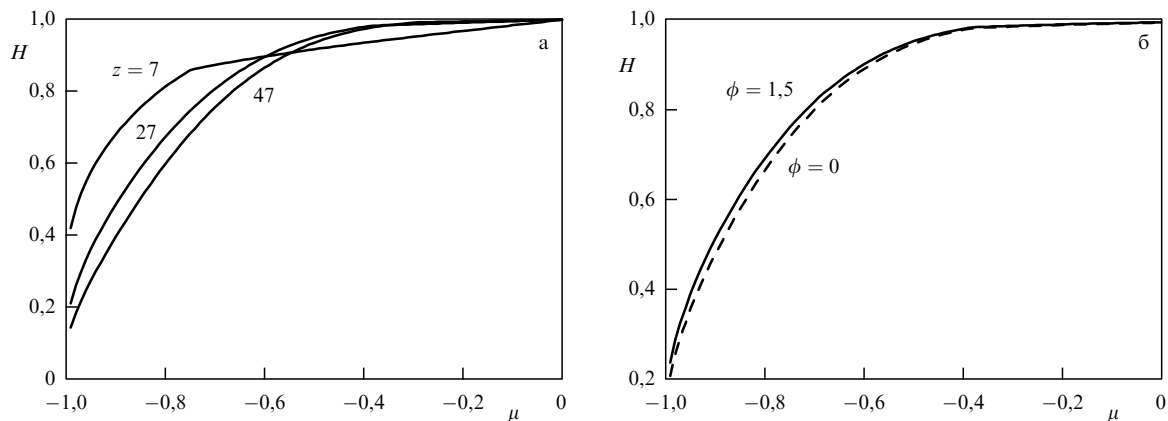


Рис. 4. Угловое распределение энергичных электронов, летящих назад: (а) при различных значениях безразмерной энергии z на глубине $\phi = 0$, (б) на различных глубинах при безразмерной энергии $z = 27$. Расчёты выполнены для $\gamma_v = 4$.

3.2.2. Функция распределения энергичных электронов.

Чтобы найти функцию распределения ускоренных электронов в мишени, вместо приближённого решения (27) воспользуемся более точным решением системы характеристических уравнений, предложенным в [65] для убегающих сверхгорячих электронов:

$$X = z + \frac{1}{\varepsilon} \left(\ln \frac{1+Y}{1-Y} - \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right) + 2\phi, \quad (31)$$

$$Y = \text{sign } \mu \left(\mu^2 + \frac{2\phi}{z} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{2\phi}{z} \right)^{-1/2}. \quad (32)$$

Отметим, что для электронов, летящих назад, т.е. возвращающихся в источник, функция распределения f_{vbf} не задаётся на границе (ср. (10)), а должна быть найдена из самосогласованного решения задачи. Естественным образом это соответствует тому, что в методе характеристик граничные условия задаются на входящих характеристиках. Используя граничную функцию распределения летящих вперёд электронов (10), из (31) и (32) сначала находим граничную функцию распределения электронов, летящих назад:

$$f_{vbf} = K \left(z + \frac{2}{\varepsilon(z\mu^2/2)} \ln \frac{1-\mu}{1+\mu} \right)^{-\gamma_v} \Theta(-\mu). \quad (33)$$

Теперь с помощью (31) и (32) запишем искомое более аккуратное решение задачи внутри мишени:

$$f_v(z, \mu, \phi) = K \left[z + 2\phi + \frac{1}{\varepsilon(x)} \left(\ln \frac{1+Y}{1-Y} - \ln \frac{1+\mu}{1-\mu} \right) \right]^{-\gamma_v}, \quad (34)$$

где Y определяется формулой (32), а электрическое поле

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

В полученной функции распределения (34) выделим угловое распределение энергичных электронов [87]:

$$f_v(z, \mu, \phi) = K(z + 2\phi)^{-\gamma_v} H(z, \mu, \phi), \quad (35)$$

где

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

На рисунке 4 представлено угловое распределение $H(z, \mu, \phi)$ летящих назад ($\mu < 0$) электронов с энергией z на соответствующей потенциалу ϕ толще плазмы в мишени. Будем считать, что электроны, летящие вперёд ($\mu \geq 0$), распределены изотропно. Тогда, как видно на рис. 4, функция распределения летящих назад электронов с увеличением глубины становится более изотропной, а с ростом энергии частиц, напротив, анизотропия возрастает, но остаётся небольшой. Строго говоря, такие почти изотропные распределения энергичных электронов называть "пучками" представляется неуместным. Вместо этого мы будем пользоваться термином "поток энергичных электронов".

Рассмотрим вопрос о роли кулоновских столкновений в расчёте функции распределения. Как отмечалось в разделе 3.1, условие (21) означает, что на небольших глубинах регулярные потери электронов на столкновения с частицами фоновой плазмы малы по сравнению с потерями энергии в электрическом поле обратного тока. Именно в таком приближении получено решение (27). Однако важно помнить, что летящие назад электроны до их прихода в рассматриваемую точку r на рис. 3 находились на больших глубинах в мишени, где имели меньшие энергии и были подвержены воздействию более слабого электрического поля. Поэтому для них столкновения были существенны, а условие (21) неприменимо. Следовательно, для корректного определения функции распределения f_v на больших толщах в мишени необходимо аккуратно учесть столкновения при определении граничной функции f_{vbf} , т.е. использовать вместо (27) более точные выражения (31) и (32).

Однако, в отличие от классических, одномерных по скорости задач (см. раздел 2.3), теперь, в двумерной по скоростям задаче, достаточно быстрые электроны имеют возможность повернуть назад, сохраняя величину полной скорости больше тепловой скорости электронов в холодной плазме. Им удастся обойти максимум потерь энергии на кулоновских столкновениях при изменении направления движения на противоположное. Данное обстоятельство является принципиальной особенностью

двумерной по скоростям модели толстой мишени с обратным током.

3.3. Ускорение электронов

в коллапсирующих магнитных ловушках

3.3.1. Ускорение Ферми первого порядка и бетатронный нагрев. Современные космические наблюдения Солнца [33, 88, 89] показали, что эффективность ускорения заряженных частиц в короне чрезвычайно высока. Ранее обсуждалось, что во время вспышки основным механизмом преобразования магнитной энергии в кинетическую энергию электронов является электрическое поле в области магнитного пересоединения. Однако во многих вспышках учёта этого первичного ускорения оказывается недостаточно для интерпретации рентгеновских наблюдений в короне и хромосфере.

В [67] предложен необходимый дополнительный механизм ускорения электронов во вспышке. Показано, что электроны приобретают энергию внутри корональных магнитных ловушек при уменьшении их размеров в продольном и поперечном направлениях. Это дополнительное ускорение электронов обусловлено двумя процессами [90]: а) ускорением Ферми первого порядка при продольном сжатии (уменьшении длины) магнитной ловушки и б) бетатронным ускорением — при поперечном сжатии. Схематически такая ловушка изображена на рис. 5 (ср. с рис. 2).

Физическую сущность обоих процессов, связанную с применимостью адиабатического приближения в условиях солнечных вспышек, легко понять. Следуя [67] (см. также [29, 91]), оценим период движения частицы между магнитными зеркалами M_1 и M_2 (см. рис. 5) и её ларморовский радиус. Как отмечалось в разделе 2.1 (см. рис. 1), вершины вспыхивающих петель движутся в направлении к

хромосфере со скоростью v_1 . Характерное значение этой скорости $v_1 \gtrsim 10^3$ км с⁻¹. Пусть на момент начала сжатия характерный размер ловушки $L_0 \sim 10^4$ км, а в конце $L = 0$, тогда время её жизни составляет

$$t_{\text{trap}} \approx \frac{L_0}{v_1} \lesssim 10 \text{ с}.$$

Пусть средняя кинетическая энергия электронов пучка составляет ~ 30 кэВ, что соответствует скорости $v_e \approx 10^5$ км с⁻¹, тогда время распространения электронов между магнитными зеркалами

$$\tau_{\text{trap}} \approx \frac{2L_0}{v_e} \sim 0,1 \text{ с}.$$

Поскольку $\tau_{\text{trap}} \ll t_{\text{trap}}$, продольный размер ловушки почти не меняется за период движения электрона между зеркалами.

Оценим теперь характерные значения ларморовского радиуса электрона. Если величина магнитного поля в вершине вспыхивающей петли составляет ~ 100 Гс и к основаниям увеличивается до ~ 800 Гс [64], то ларморовский радиус электрона $r_L \sim 5-0,5$ см. Нетрудно видеть, что $r_L \ll L_0$.

Таким образом, период движения частицы между зеркалами много меньше времени жизни ловушки, а её ларморовский радиус много меньше масштабов длины изменения магнитного поля. Тогда в процессе уменьшения длины ловушки (рис. 5а) сохраняется продольный адиабатический инвариант

$$p_{\parallel} L = p_{\parallel 0} L_0 = \text{const}, \quad (36)$$

а в процессе её сжатия (рис. 5б) — поперечный инвариант

$$\frac{p_{\perp}^2}{B} = \frac{p_{\perp 0}^2}{B_0} = \text{const}. \quad (37)$$

Здесь $p_{\parallel}$ и $p_{\perp}$ — продольный и поперечный импульсы частицы, L_0 и B_0 — начальные значения длины ловушки и магнитного поля внутри неё, $L = L(t)$ и $B = B(t)$ — текущие значения длины ловушки и магнитного поля внутри неё.

Формулы (36) и (37) удобно переписать в безразмерных переменных $b(t) = B/B_0$ и $l(t) = L/L_0$:

$$p_{\parallel} = \frac{p_{\parallel 0}}{l}, \quad (38)$$

$$p_{\perp} = p_{\perp 0} \sqrt{b}. \quad (39)$$

По смыслу сказанного понятно, что $l \leq 1$ и $b \geq 1$. Выражение (38) соответствует ускорению Ферми первого порядка: при уменьшении со временем длины ловушки l растёт продольный импульс частицы и остаётся постоянным поперечный импульс. Напротив, бетатронное ускорение (39) увеличивает поперечный импульс и не меняет продольный. Во вспышках на Солнце одновременно работают оба механизма (см. рис. 2).

Формулы (38) и (39) характеризуют увеличение импульса и, следовательно, кинетической энергии электрона, захваченного в коллапсирующую магнитную ловушку. Теперь определим изменение егоpitch-угла при совместном действии двух механизмов ускорения. Для этого запишем в терминах безразмерных переменных выражение

$$\tan \theta = \frac{p_{\perp}}{p_{\parallel}} = l \sqrt{b} \left(\frac{p_{\perp 0}}{p_{\parallel 0}} \right) = l \sqrt{b} \tan \theta_0, \quad (40)$$

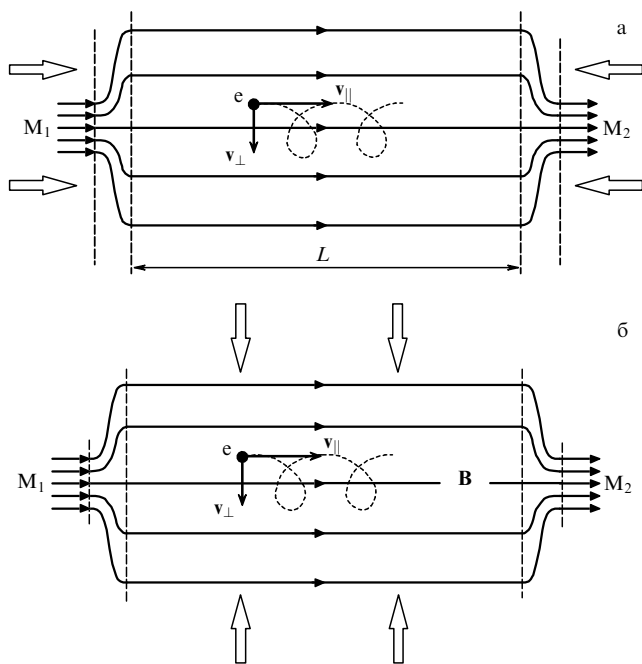


Рис. 5. Схематическое представление магнитной ловушки, коллапсирующей в продольном (а) и поперечном (б) направлениях. L — длина ловушки; B — магнитное поле; $v_{\perp}$ и $v_{\parallel}$ — поперечная и продольная компоненты вектора скорости электрона e , траектория которого условно показана пунктирной кривой; M_1 и M_2 — магнитные зеркала (пробки).

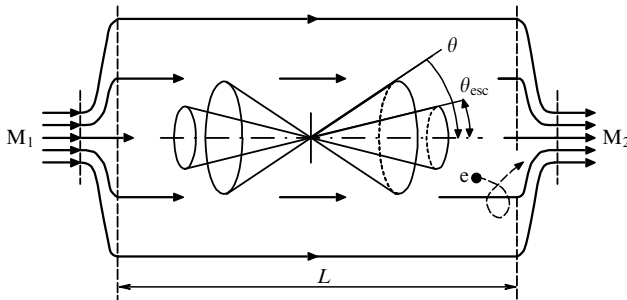


Рис. 6. Схематическое представление магнитной ловушки, удерживающей энергичные электроны. Электроны с питч-углом $\theta \leq \theta_{\text{esc}}$ беспрепятственно проходят через магнитные зеркала M_1 , M_2 и покидают ловушку. Электроны с питч-углом $\theta > \theta_{\text{esc}}$ остаются захваченными.

где θ_0 и θ — начальный и текущий питч-углы электрона соответственно. Из (40) следует, что при $l\sqrt{b} = 1$ ловушка не изменяет углового распределения энергичных электронов. Если $l\sqrt{b} < 1$, то питч-угол по мере сжатия ловушки становится меньше, а механизм Ферми первого порядка является доминирующим. Напротив, при $l\sqrt{b} > 1$ питч-угол увеличивается и доминирующим становится бетатронное ускорение.

Электрон находится в ловушке и ускоряется до тех пор, пока не окажется в конусе потерь (рис. 6). Тангенс питч-угла в этот момент времени определяется формулой [91]

$$\tan \theta_{\text{esc}} = \frac{1}{\sqrt{b_m/b - 1}}, \quad (41)$$

а кинетическая энергия, записанная в безразмерном виде,

$$z = z_0 b_m (1 - \mu^2). \quad (42)$$

Здесь z_0 — начальная энергия электрона; пробочное отношение $b_m = B_m/B_0$, где B_m — величина магнитного поля в пробках. Электроны с питч-углом $\theta \leq \theta_{\text{esc}}$ беспрепятственно проходят через них и высыпаются в хромосферу, где теряют энергию на кулоновские столкновения и генерируют тормозное жёсткое рентгеновское излучение солнечной вспышки.

В завершение общего рассмотрения процессов ускорения в коллапсирующих корональных магнитных ловушках напомним две нетривиальные особенности, свойственные этим процессам [90, 91].

Во-первых, поперечное сжатие коллапсирующей ловушки сопровождается бетатронным нагревом, но не влияет на величину энергии, приобретённой электроном в ходе ускорения за счёт уменьшения длины ловушки. Энергия электрона в момент убегания из ловушки остаётся такой же, какой она была бы в коллапсирующей ловушке без сжатия [90]. Это связано с увеличением конуса потерь и, как следствие, более ранним убеганием электрона из ловушки, которое тем не менее в точности компенсируется более быстрым набором максимальной энергии (42) за счёт бетатронного нагрева.

Такая особенность не означает отсутствия наблюдаемых проявлений бетатронного ускорения. Напротив, в ловушке с бетатронным нагревом концентрация захваченных электронов и их интегральная кинетическая энергия достигают значений, в несколько раз превышающих

[91] максимально возможные значения этих величин в ловушке с доминирующим ускорением Ферми. Следовательно, можно ожидать существенно больших значений интенсивности жёсткого рентгеновского излучения, генерируемого захваченными в ловушку электронами при их столкновении с тепловыми частицами плазмы. Другими словами, во вспышках, в которых наблюдается яркий корональный источник жёсткого рентгеновского излучения, логично предполагать наличие и высокую эффективность бетатронного нагрева энергичных электронов.

Во-вторых, из формулы (42) следует, что величина максимальной энергии, $z_{\text{max}} = z_0 b_m$, которую электроны приобретают в коллапсирующей ловушке, зависит только от величины пробочного отношения b_m . Как отмечалось в [91], величина b_m может достигать значений $\gtrsim 100$, обеспечивая ускорение электронов до энергий ~ 1 МэВ.

3.3.2. Функция распределения электронов в коллапсирующей ловушке. В [91] показано, что при уменьшении размеров ловушки, описываемых безразмерными переменными $l(t)$ и $b(t)$, число энергичных электронов, захваченных в ней,

$$N(t) = N_0 \frac{l\sqrt{b_m - b}}{\sqrt{1 + (b_m - b)l^2}}, \quad (43)$$

а их функция распределения

$$f_v(t, z, \mu) = \frac{l}{b} f_{v0}(z A_\mu). \quad (44)$$

Здесь функция

$$A_\mu = \frac{1 + (bl^2 - 1)\mu^2}{b},$$

N_0 — начальное число частиц в ловушке, f_{v0} — граничная функция распределения; см. (10) и (33).

Как известно, магнитное пересоединение в токовом слое вспышки происходит не монотонно, а скачками, в виде последовательных импульсов [29], в ходе которых образуются отдельные трубки пересоединённых линий магнитного поля — коллапсирующие ловушки. Из (43) следует, что в зависимости от величины пробочного отношения b_m каждая такая ловушка во время своего существования может удерживать до 99 % электронов (см. рис. 3 в [91]), поступивших из токового слоя. Таким образом, ловушка может существенно уменьшать поток энергичных электронов, высыпавшихся из неё в хромосферу. В результате снижается до минимума интенсивность тормозного излучения энергичных электронов в хромосфере. Следовательно, возможны такие моменты времени, когда почти отсутствует жёсткое рентгеновское излучение из хромосферного основания отдельной коллапсирующей ловушки при наличии яркого источника в её корональной вершине. Однако во многих вспышках из-за наложения во времени друг на друга ловушек в разной фазе их эволюции наблюдаемая картина намного более сложная и многообразная.

С использованием формулы (44) в [92] найдено соотношение функций распределения электронов в текущий момент времени и в момент инжекции:

$$f_v(z) = \frac{N_0}{N} \frac{l}{b} \int_0^{\sqrt{1-b/b_m}} f_{v0}(z A_\mu) d\mu. \quad (45)$$

Формула (45) применима для любого начального распределения f_{v0} энергичных электронов по скоростям. Подставив в (45) граничное условие (10), соответствующее степенному спектру инжекции, найдём выражение для нормировочной постоянной (см. (11)) функции распределения ускоренных электронов внутри коллапсирующей магнитной ловушки:

$$K' = K \sqrt{\frac{1 + (b_m - b)l^2}{b\sqrt{b_m - b}}} \int_0^{\sqrt{1-b/b_m}} \left[\frac{1 + \mu^2(bl^2 - 1)}{b} \right]^{-\gamma_v} d\mu. \quad (46)$$

Итак, показатель наклона степенного спектра инжекции электронов при их дополнительном ускорении внутри коллапсирующей магнитной ловушки остаётся степенным с тем же показателем γ_v , а коэффициент K при этом увеличивается в соответствии с формулой (46). Такая особенность ускорения электронов является существенным наблюдательным проявлением, позволяющим оценить наличие и эффективность коллапсирующих магнитных ловушек в корональной части вспышечных петель.

3.4. Специфические особенности объединённой модели

В разделах 3.2 и 3.3 нами представлена самосогласованная кинетическая модель распространения электронов в солнечных вспышках, в которой учтены и эффект электрического поля обратного тока, и ускорение в коллапсирующих магнитных ловушках, формирующихся в вершинах вспышечных петель. Обсудим особенности такой объединённой модели.

Ещё в пионерских работах [63, 84, 93] было показано на уровне простых оценок, что учёт обратного тока, который компенсирует электрический ток, связанный с потоком ускоренных электронов, совершенно необходим. Действительно, при его отсутствии пучки ускоренных электронов порождали бы неприемлемо большие электрические токи ($\geq 10^{17}$ А) и, соответственно, гигантские магнитные поля, которые в солнечных вспышках не наблюдаются [34, 64, 94].

Чтобы рассчитать самосогласованным образом электрическое поле обратного тока и его влияние на процесс распространения в атмосфере Солнца энергичных электронов с учётом их кулоновских столкновений с тепловыми частицами плазмы, нельзя ограничиться простыми моделями, которые принимают во внимание средние скорости изменения энергии и рассеяния для быстрых электронов, но пренебрегают дисперсией средних значений [95]. Необходимо (см. разделы 2.2 и 3.2) аккуратно решать соответствующую двумерную по скоростям кинетическую задачу [62, 65, 66, 87]. Как будет показано ниже, это особенно важно при расчёте таких чувствительных характеристик, как спектр и поляризация тормозного излучения энергичных электронов, в первую очередь с целью их диагностики на основе космических наблюдений Солнца в жёстком рентгеновском диапазоне.

Обратный ток существенно влияет на характер распространения ускоренных электронов в атмосфере Солнца. Из-за преобладания потерь энергии в электрическом поле обратного тока над потерями энергии на кулоновских столкновениях значения функции распределения электронов, полученные в модели с обратным током, должны значительно превышать те, которые получены в классическом приближении толстой мишени. Плотность

потока энергичных электронов в модели с обратным током много больше, чем плотность потока в классической модели толстой мишени без обратного тока. При этом (см. рис. 4) функция распределения энергичных электронов становится более изотропной по мере проникания в мишень, а с увеличением их энергии, напротив, её анизотропия возрастает.

С улучшением качества, разрешения и чувствительности современных приёмников электромагнитного излучения на космических аппаратах, изучающих Солнце, неуклонно растёт количество вспышек [96], в которых наблюдаются яркие корональные источники жёсткого рентгеновского излучения; первые наблюдения см. в [24]. Естественная интерпретация таких вспышек — кинетические модели с коллапсирующими магнитными ловушками в короне. Сжимаясь, ловушки не только эффективно удерживают электроны, но и увеличивают их суммарную кинетическую энергию, что в совокупности существенно повышает интенсивность жёсткого рентгеновского излучения в корональном источнике.

В зависимости от балла вспышки длительность её импульсной фазы варьируется в широких пределах и в среднем может быть ≥ 100 с. За это время создаются и уничтожаются несколько коллапсирующих ловушек в короне (см. раздел 3.3.1). За время наблюдения импульсной фазы вспышки интенсивности коронального и хромосферного источников жёсткого рентгеновского излучения неоднократно меняются. Однако в отсутствие инструментов достаточного пространственного и временного разрешения проследить за развитием каждой коллапсирующей ловушки в отдельности невозможно. По этой причине при интерпретации наблюдений под "моделью ловушки" будем понимать усреднение по ансамблю коллапсирующих ловушек, присутствующих во вспышке в заданный усреднением интервал времени.

Чтобы оценить эффективность ускорения электронов в такой "усреднённой коллапсирующей ловушке" [92], необходимо оценить её пробочное отношение b_m , которое, как правило, неизвестно из наблюдений. Будем подбирать этот свободный параметр модели так, чтобы рассчитанная интенсивность жёсткого рентгеновского излучения в короне максимально соответствовала наблюдаемой. Кроме того, оценки эффективных параметров сжатия b_{eff} и l_{eff} усреднённой ловушки позволяют нам оценить относительную роль ускорения Ферми и бетатронного нагрева. Перечисленные упрощения порождают определённую свободу в интерпретации наблюдений, что имеет свои преимущества и даёт реальную возможность понять особенности физики ускорения энергичных электронов в коллапсирующих ловушках.

В данном разделе представлена объединённая самосогласованная кинетическая модель распространения энергичных электронов с учётом обратного тока. Она представляет собой аналитическое решение (34) кинетической задачи (3)–(5), (9) с граничным условием (10). В [71, 72] показано, что найденное решение хорошо описывает функцию распределения как на малых толщах в мишени ($s \sim 0$, приближение тонкой мишени), так и на больших ($s \rightarrow \infty$, приближение толстой мишени с обратным током). Действительно, в первом случае граничная функция распределения почти не претерпевает изменений, связанных с действием электрического поля обратного тока и кулоновских столкновений, и определяется соотношениями (10) и (33). Во втором случае, по мере рас-

пространения в короне и хромосфере ускоренных электронов, функция распределения существенно меняется (см. (34)) из-за воздействия на ускоренные электроны электрического поля обратного тока и кулоновских столкновений с электронами и ионами плазмы.

Важно, что объединённая модель учитывает эффект доускорения электронов в коллапсирующих ловушках. Модель тонкой мишени дополняется моделью коллапсирующей магнитной ловушки в соответствии с выражением (46). С помощью представленных в данном разделе решений можно моделировать конкретные солнечные вспышки и интерпретировать данные рентгеновских наблюдений. Для этого необходимо подобрать плотность потока энергии F и показатель наклона спектра инъекции γ_v так, чтобы модельные характеристики спектра жёсткого рентгеновского излучения хромосферного источника соответствовали данным наблюдений. На основе этих результатов затем рассчитываются параметры спектра коронального источника. Напомним, что параметрами модели являются температура сверхгорячей и холодной плазмы T_1 и T_2 , концентрация холодной плазмы n_2 и величина пробочного отношения b_m .

4. Жёсткое рентгеновское излучение солнечных вспышек

Ускоренные электроны, распространяясь вдоль вспыхивающих петель, генерируют всплески тормозного излучения в жёстком рентгеновском диапазоне, характеристики которого определяются эволюцией потока этих частиц. В разделе 3 представлена объединённая кинетическая модель, позволяющая аккуратно описать эти процессы и рассчитать характеристики генерируемого излучения. В качестве примера ниже рассчитаем спектры жёсткого рентгеновского излучения для двух специально выбранных солнечных вспышек, а именно 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г. Также в заключение раздела отдельно остановимся на вопросе ожидаемых значений поляризации для солнечных вспышек в целом и перспективах её измерения в будущих экспериментах.

Основой наблюдательных данных, которые используются в настоящем разделе, являются наблюдения в жёстком рентгеновском диапазоне на спутнике *Ramaty High-Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI)* [52] и в оптическом диапазоне на спутнике *Solar Dynamics Observatory (SDO)* [53]. Кроме того, при наличии данных использовались результаты наблюдений спутников *Hinode* [97], *Geostationary Operational Environmental Satellite (GOES)* [98] и *Transition Region and Coronal Explorer (TRACE)* [99]. Высокое пространственное, временное и спектральное разрешение космических обсерваторий позволяет точно определять положение и размер источников излучения во время импульсной фазы вспышки, характеристики их спектров. Вспышки 6 декабря 2006 г. и 19 июля 2012 г. выбраны для моделирования с точки зрения обилия и точности наблюдений. Более того, и это существенно, первая из них расположена на солнечном диске, а вторая — на лимбе.

4.1. Методика расчёта характеристик тормозного излучения

Основываясь на функции распределения (34), определим процедуру расчёта характеристик тормозного жёсткого рентгеновского излучения. Пусть $\mathcal{E}_v = hv/k_B T_1$ — безраз-

мерная энергия фотона, ϑ — угол между волновым вектором $\mathbf{k}$ и скоростью электрона $\mathbf{v}$. В [100] приведены дифференциальные сечения тормозного излучения фотонов, поляризованных параллельно и перпендикулярно плоскости $(\mathbf{v}, \mathbf{k})$:

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\parallel}}{\partial \Omega \partial (hv)} = C(A + B \sin^2 \vartheta) \sigma_0,$$

$$\frac{\partial^2 \sigma_{\perp}}{\partial \Omega \partial (hv)} = CA \sigma_0,$$

где

$$A = \frac{z - \mathcal{E}_v/2}{\sqrt{z(z - \mathcal{E}_v)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z - \mathcal{E}_v}}{\sqrt{z} - \sqrt{z - \mathcal{E}_v}} - 1,$$

$$B = \frac{(3/2) \mathcal{E}_v - z}{\sqrt{z(z - \mathcal{E}_v)}} \ln \frac{\sqrt{z} + \sqrt{z - \mathcal{E}_v}}{\sqrt{z} - \sqrt{z - \mathcal{E}_v}} + 3,$$

$$C = \frac{1}{z \mathcal{E}_v} \frac{1 - \exp(-2\pi\alpha c \sqrt{m_e/2z k_B T_1})}{1 - \exp(-2\pi\alpha c \sqrt{m_e/2(z - \mathcal{E}_v) k_B T_1})},$$

$$\sigma_0 = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{m_e c^2}{k_B T_1} \frac{r_0^2}{k_B T_1},$$

$\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, $r_0 = e^2/m_e c^2$ — классический радиус электрона, $\partial \Omega$ — элемент телесного угла.

Пусть $I_{\text{HXR}\parallel}$ и $I_{\text{HXR}\perp}$ — потоки жёсткого рентгеновского излучения исследуемого источника с поляризацией, параллельной и перпендикулярной плоскости, образованной лучом зрения (направлением от источника излучения к наблюдателю) и магнитным полем в источнике, т.е. направлением распространения потока электронов (рис. 7). Тогда согласно полученным в [101] формулам полный поток жёсткого рентгеновского излучения

$$\begin{aligned} I = I_{\perp} + I_{\parallel} = & \kappa \left[8 \int_{hv}^{\infty} AC \left(\int_0^{\infty} L_0 d\xi \right) z dz + \right. \\ & + \frac{8}{3} \int_{hv}^{\infty} BC \left(\int_0^{\infty} L_0 d\xi \right) z dz + \\ & \left. + \frac{12 \sin^2 \psi - 8}{15} \int_{hv}^{\infty} BC \left(\int_0^{\infty} L_2 d\xi \right) z dz \right] \end{aligned} \quad (47)$$

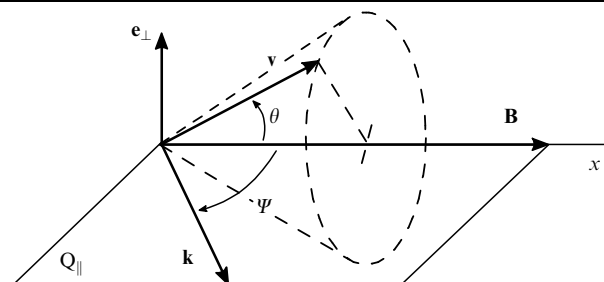


Рис. 7. Условная схема излучения. Здесь $\mathbf{k}$ — волновой вектор рентгеновского фотона, ψ — угол между лучом зрения и направлением распространения потока убегавших электронов (ось x на рис. 1 и 3), θ — питч-угол электрона, $Q_{\parallel}$ — плоскость параллельной поляризации излучения, $\mathbf{e}_{\perp}$ — нормаль к плоскости $Q_{\parallel}$.

и разность поляризованных потоков

$$I_{\perp} - I_{\parallel} = -\frac{4}{5} \kappa \sin^2 \psi \int_{hv}^{\infty} BC \left(\int_0^{\infty} L_2 d\xi \right) z dz. \quad (48)$$

Здесь ψ — угол между лучом зрения и направлением распространения потока убегающих электронов; $L_0 = L_0(z, \phi)$ и $L_2 = L_2(z, \phi)$ — коэффициенты разложения функции распределения в ряд по полиномам Лежандра. Толща плазмы ξ вдоль магнитного поля от границы TF до некоторой глубины r (см. рис. 3) определяется выражением

$$\xi(r) [\text{см}^{-2}] = \int_0^r n_2(x) dx, \quad (49)$$

где интегрирование проводится вдоль магнитного поля. Использование величины ξ в рассматриваемой здесь модели толстой мишени очень удобно, поскольку позволяет избежать необходимости делать предположения о распределении концентрации плазмы в мишени [12] и протяжённости рентгеновского источника. В (47) и (48) верхний предел интегрирования по толще ξ источника равен бесконечности. Величина

$$\kappa = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{r_0}{R} \right)^2 m_e c^2 \frac{K S_{\text{HXR}}}{m_e^2}$$

имеет размерность фотон $\text{кэВ}^{-1} \text{с}^{-1}$. В формуле (47) выражение в квадратных скобках имеет размерность см^{-2} . R — расстояние от Солнца, S_{HXR} — характерная площадь источника излучения.

С точки зрения проверки исходных предположений модели первой характеристикой спектра жёсткого рентгеновского излучения является его наклон. Он не только может быть непосредственно измерен, но и характеризует процесс ускорения электронов, поскольку определяется их функцией распределения. Если в (47) подставить решение (14), то при $s \rightarrow \infty$ и $s \rightarrow 0$ нетрудно получить классические спектры тормозного жёсткого рентгеновского излучения для моделей толстой и тонкой мишени. Соответствующие формулы в рамках классиче-

ских моделей вспышки получены в [12, 61], где, в частности, приведены следующие хорошо известные соотношения для показателей наклона спектров:

$$\varphi_{\text{Cor}} = \gamma_{\text{ss}} + 1 \text{ для тонкой мишени,} \quad (50)$$

$$\varphi_{\text{Ch}} = \gamma_{\text{ss}} - 1 \text{ для толстой мишени.} \quad (51)$$

Во избежание путаницы определим также связь между показателями наклона спектров инжекции:

$$\gamma_{\text{ss}} = \gamma_{\varepsilon} - \frac{1}{2} = \gamma_v - 1, \quad (52)$$

где γ_{ss} — показатель наклона энергетического спектра потока ускоренных электронов, γ_{ε} — показатель наклона энергетического спектра плотности ускоренных электронов (см. (10)). Напомним, что показатель γ_v характеризует распределение частиц не по энергии, а по вектору скорости $\mathbf{v}$ в двумерном пространстве скоростей.

4.2. Солнечная вспышка 6 декабря 2006 года

4.2.1. Наблюдения вспышки. Белая (в оптическом континууме излучается основная часть энергии; см., например, [89, 102, 103]) вспышка класса X6.5 наблюдалась 6 декабря 2006 г. одновременно в различных диапазонах электромагнитного спектра на космических обсерваториях Hinode, GOES, TRACE и RHESSI. На момент максимума жёсткого рентгеновского излучения имеются наблюдения источника с очень высоким пространственным разрешением: а) $\approx 0,2''$ для оптического телескопа SOT на спутнике Hinode, б) $\approx 1''$ для рентгеновского телескопа на спутнике RHESSI. Результаты этих наблюдений и методы обработки данных описаны в [104]. Используемые наблюдательные данные получены путём сложения результатов отдельных измерений на временном интервале 8 с, центр которого расположен в главном максимуме всплеска жёсткого рентгеновского излучения.

Изображение вспышки в жёстком рентгеновском диапазоне представляет собой две вспышечные ленты. Они показаны на рис. 8а. В южной ленте расположен самый

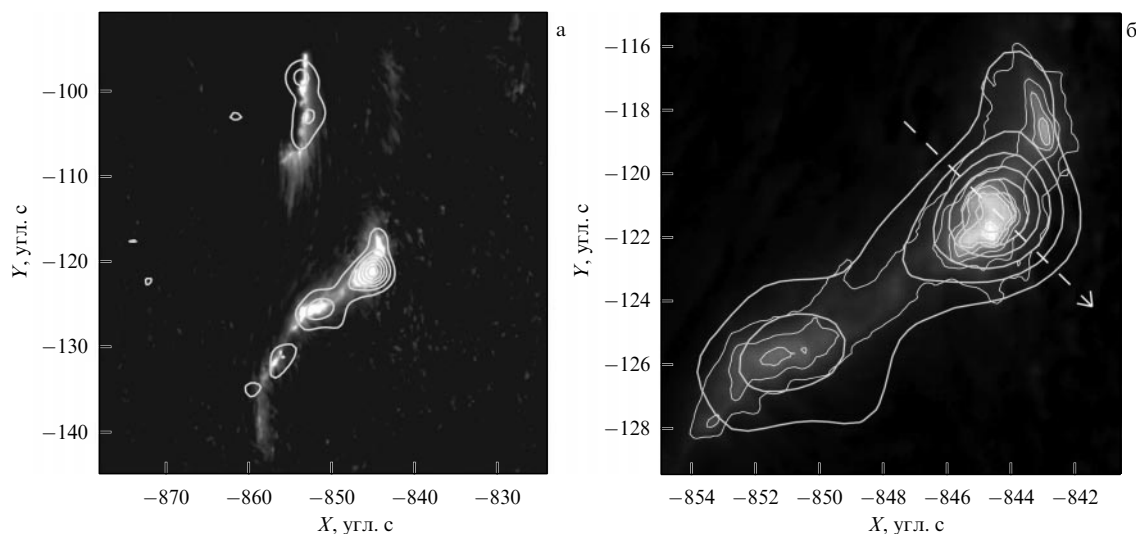


Рис. 8. Изображения вспышки 6 декабря 2006 г. в полосе G (4305 Å), полученные на спутнике Hinode с помощью оптического телескопа SOT. (а) Вся область вспышки. (б) Южная вспышечная лента с самым ярким источником излучения. Жирными контурами показаны уровни жёсткого рентгеновского излучения по данным спутника RHESSI (15 %, 30 %, 45 %, 60 %, 75 %, 90 % от максимальной интенсивности). Вдоль штриховой стрелки определён угловой размер главного источника. Изображения взяты из работы [104].

яркий источник излучения, угловые размеры которого определены с высокой точностью. Согласно [104] его площадь $S_{\text{НХР}} \approx 1,5 \times 10^{16} \text{ см}^2$ при угловых размерах $\approx 1,1''$. Нижняя граница спектра инжекции ускоренных электронов $\mathcal{E}_{\text{min}} = 18 \text{ кэВ}$ оценивается с достаточно большой ошибкой $\pm 3 \text{ кэВ}$, что связано с наложением друг на друга теплового и нетеплового спектров излучения. Как отмечалось, спектры инжекции имеют большие показатели наклона, поэтому результаты моделирования слабо чувствительны к ошибкам в выборе верхней энергетической границы, которую будем считать равной $\mathcal{E}_{\text{max}} = 120 \text{ кэВ}$.

Температура "холодной" плазмы в мишени впереди турбулентного фронта TF (см. рис. 1 и 3) довольно высока и составляет $T_2 = 37,4 \pm 0,4 \text{ МК}$. Температура источника ускоренных электронов, т.е. сверхгорячей плазмы за турбулентным фронтом, из наблюдений неизвестна и принимается равной $T_1 = 100 \text{ МК}$, т.е. оценивается по порядку величины на основе теории пересоединяющих сверхгорячих турбулентных токовых слоёв ([29, раздел 8.5]). Концентрация частиц холодной плазмы в мишени известна плохо; полагаем её равной характерному значению в верхней хромосфере, т.е. $n_2 \approx 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$.

Самый яркий источник жёсткого рентгеновского излучения, расположенный на южной вспышечной ленте (рис. 8б), представляет для нас особый интерес, поскольку при относительно небольших размерах в нём генерируется жёсткое рентгеновское излучение с большим потоком энергии ($12 \pm 2 \text{ фотон. см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$ при энергии квантов 50 кэВ) и показателем наклона спектра $\varphi_{\text{Ch}} = 2,6 \pm 0,2$. Перейдём к нашим результатам моделирования спектральных свойств источника.

4.2.2. Спектр жёсткого рентгеновского излучения. Представленные наблюдательные данные в сочетании с формулами для функции распределения (34), граничного условия (10), электрического поля обратного тока (29) и спектра излучения (47) позволяют восстановить спектр инжекции ускоренных во вспышке 6 декабря 2006 г. электронов, описать изменение спектра с глубиной проникновения в мишень и рассчитать мощность нагрева плазмы в мишени.

На рисунке 9 показаны результаты наблюдений и расчёта спектра жёсткого рентгеновского излучения для яркого источника на южной вспышечной ленте. Теоретическая прямая с высокой точностью аппроксимирует наблюдательные данные, что свидетельствует о правильном подборе параметров модели: плотности потока энергии F , переносимой ускоренными электронами, и показателя наклона спектра инжекции γ_v . Для сравнения полученные результаты представлены в табл. 1 вместе с результатами расчётов, которые выполнены в рамках классической модели толстой мишени.

Оценим соотношение газовых давлений p_1 и p_2 на границе турбулентного фронта TF (см. рис. 3) между сверхгорячей плазмой источника ускоренных электронов и более холодной плазмой мишени. Согласно [105] кон-

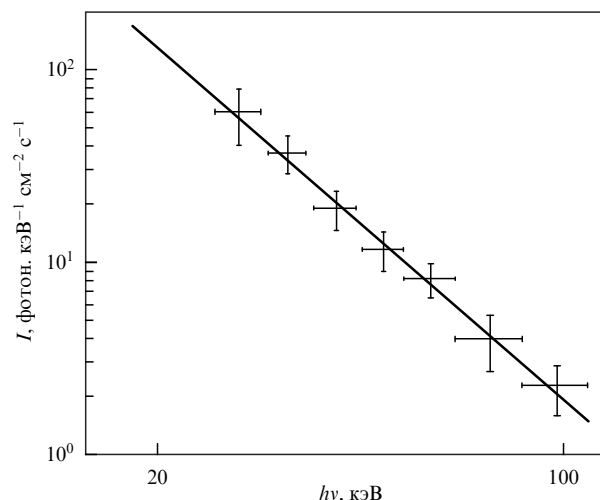


Рис. 9. Спектр жёсткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 6 декабря 2006 г. Результаты моделирования представлены прямой линией, результаты наблюдений — точками с ошибками.

центрация частиц сверхгорячей плазмы несколько выше корональной, а именно $n_1 \sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. Тогда в соответствии с данными из раздела 4.2.1 находим

$$p_1 \sim p_2. \quad (53)$$

Равенство давлений в горячей и холодной плазме подразумевает, что на рассматриваемых в настоящей работе коротких временных масштабах нагрев холодной плазмы происходит относительно медленно. При относительно малой толщине турбулентного слоя неудивительно, что давление успевает выравниваться из-за гидродинамического расширения нагреваемой плазмы в пределах слоя. В свою очередь, при медленном нагреве следует ожидать небольших значений электрического поля обратного тока (см. (29)). Для вспышки 6 декабря 2006 г. безразмерное электрическое поле $\varepsilon \approx 1,5$. Поле такой сравнительно небольшой напряжённости, тем не менее, заметно влияет на характер распространения электронов пучка.

4.2.3. Спектры ускоренных электронов и мощность нагрева плазмы. Остановимся более подробно на особенностях распространения ускоренных электронов, инжектированных во время вспышки 6 декабря 2006 г. в холодную плазму мишени. В разделе 4.2.2 в приближении модели толстой мишени с обратным током были рассчитаны величина электрического поля обратного тока и параметры спектра инжекции (см. формулы (29) и (10) соответственно). Кроме того, для сравнения определены параметры спектра инжекции (см. табл. 1) в приближении классической модели [61] толстой мишени без обратного тока. На основе этих данных рассчитаем теперь изменение энергетического спектра электронов с пройденной толщиной плазмы в мишени и мощность нагрева плазмы в ней для обеих моделей.

Таблица 1. Характеристики ускоренных во вспышке 6 декабря 2006 г. электронов в моделях толстой мишени с обратным током и без него

Модель	γ_v	γ_ε	γ_{ss}	$n_b, \text{ см}^{-3}$	$F, \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$	φ_{Ch}
Без обратного тока	4,6	4,1	3,6	$1,4 \times 10^{10}$	$2,2 \times 10^{12}$	2,6
С обратным током	3,7	3,2	2,7	$1,9 \times 10^{11}$	$3,5 \times 10^{13}$	2,6

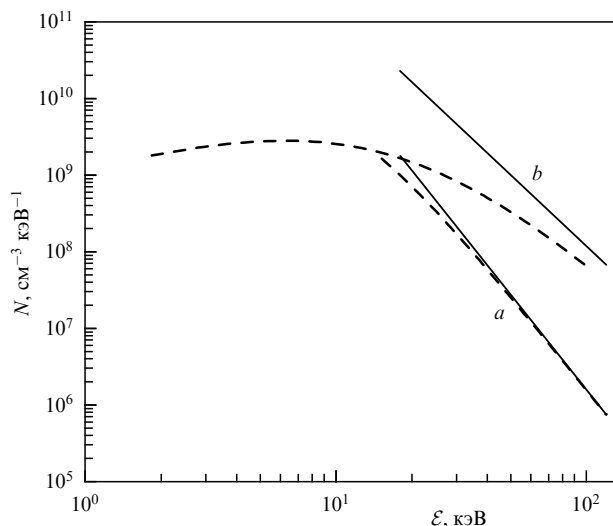


Рис. 10. Энергетические спектры ускоренных электронов: (a) классическая модель толстой мишени; (b) модель толстой мишени с обратным током. Сплошной линией показан спектр инжекции, штриховой — спектр электронов на толще плазмы $\xi = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

Запишем определение для концентрации (число частиц в единице объёма) в потоке энергичных электронов ([28, раздел 4.3.2]):

$$n_b(\xi) = \int_0^\infty \pi \left(\frac{2k_B T_1}{m_e} \right)^{3/2} \int_{-1}^1 f_v(z, \xi, \mu) \sqrt{z} d\mu dz. \quad (54)$$

Подынтегральное выражение в (54) — это дифференциальный энергетический спектр инжектируемых электронов и его изменение с толщиной плазмы ξ , т.е.

$$N(z, \xi) = \frac{\pi}{m_e} \left(\frac{2k_B T_1}{m_e} \right)^{1/2} \int_{-1}^1 f_v(z, \xi, \mu) \sqrt{z} d\mu. \quad (55)$$

На рисунке 10 показаны энергетические спектры электронов, ускоренных во вспышке 6 декабря 2006 г. Результаты расчётов получены на основе формулы (55) с использованием функции распределения (34) и решения (14) для классической модели толстой мишени без обратного тока.

В классической модели (см. рис. 10) спектр инжекции имеет показатель наклона $\gamma_\varepsilon \approx 4,1$, а концентрация в потоке энергичных электронов $n_b \approx 1,4 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$. В модели толстой мишени с обратным током спектр инжекции более жёсткий, $\gamma_\varepsilon \approx 3,2$, а концентрация на порядок выше: $n_b \approx 1,9 \times 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Столь существенные различия спектров связаны с учётом электрического поля обратного тока, под действием которого часть электронов эффективно теряет свою кинетическую энергию вдоль магнитного поля, а часть поворачивает назад практически без потерь энергии.

На рисунке 10 видно, что даже на небольшой толще плазмы в мишени, $\xi = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$, спектры электронов для обеих моделей (штриховая линия) существенно различаются. Особенно наглядно эффект проявляется в модели, учитывающей электрическое поле обратного тока: спектр сильно смещается в область низких энергий и становится более жёстким. Таким образом, для обеспечения наблюдаемой интенсивности нетеплового жёсткого рентгеновского излучения в модели толстой мишени с обратным током необходимы огромные потоки ускоренных электронов с более жёстким спектром инжекции.

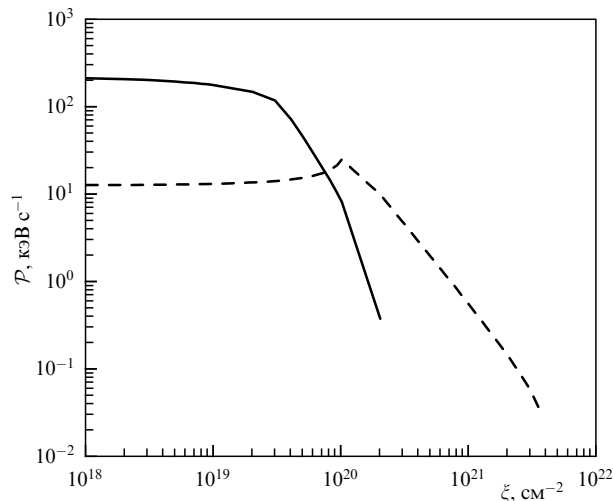


Рис. 11. Мощность нагрева плазмы ускоренными электронами во вспышке 6 декабря 2006 г., рассчитанная в модели толстой мишени: штриховая линия — без обратного тока, сплошная — с обратным током.

В таких потоках имеется достаточно большое количество электронов высоких энергий, которые способны проникать в хромосферу до глубины оптической области вспышки в условиях воздействия на них электрического поля обратного тока.

Рассчитаем нагрев холодной плазмы мишени ускоренными электронами, используя формулу для мощности нагрева из [61]:

$$\mathcal{P}(\xi) [\text{кэВ с}^{-1}] = \frac{4\pi a_0}{m_e^2} (k_B T_1) \int_0^\infty \int_{-1}^1 f_v(z, \xi, \mu) dz d\mu, \quad (56)$$

где коэффициент

$$a_0 [\text{кэВ}^2 \text{ см}^2] = 2\pi e^4 \ln A \approx 1,3 \times 10^{-19} \times \left[\ln \left(\frac{\mathcal{E}}{m_e c^2} \right) - \frac{1}{2} \ln n_2 + 38,7 \right].$$

В модели толстой мишени с обратным током картина нагрева плазмы очень сильно отличается от той, которая следует из результатов расчётов для классической модели без обратного тока (рис. 11). Мощность нагрева в модели с обратным током очень высока и остаётся почти постоянной вплоть до сравнительно небольшой толщи плазмы $\xi \sim 10^{19} \text{ см}^{-2}$, начиная с которой наблюдается резкое убывание энерговыделения. В классической модели энергичные электроны проникают в большие по порядку толщ, где они создают максимум нагрева. Отметим, что по причине отсутствия данных о распределении плотности плазмы внутри мишени оценки нагрева мишени обратным током (за счёт кулоновских столкновений частиц фоновой плазмы с частицами, создающими обратный ток) нами не проводились (см., однако, [85]). Тем не менее у границы мишени ($\xi = 0$), где приближённо известна плотность окружающей плазмы ($n_2 \approx 2 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$), мощность нагрева обратным током может достигать больших значений ($\sim 100 \text{ кэВ с}^{-1}$).

Большая мощность нагрева на малых толщах в модели толстой мишени с обратным током связана не только с изначально на порядок большим потоком энергии, пе-

реносимой летящими вперёд электронами, но и во многом с энергичными электронами, которые повернули под действием электрического поля и движутся обратно в источник. Таких электронов, разумеется, намного больше, чем в случае классической модели без обратного тока (см. раздел 3, рис. 4). Многие из них ($n_{bf} \approx 6 \times 10^{10} \text{ см}^{-3}$) возвращаются к границе мишени, способны преодолеть турбулентный слой TF и вернуться в источник.

Таким образом, учёт обратного тока при моделировании столь мощных событий, как рассматриваемая в настоящей работе вспышка 6 декабря 2006 г., позволяет получать реалистические оценки потоков энергии на границе мишени. Эти потоки энергии обеспечивают высокий уровень нагрева источника жёсткого рентгеновского излучения и, кроме того, могут быть достаточны для объяснения оптической (белой) вспышки. Действительно, к глубинам в хромосфере, т.е. толщам плазмы $\sim 10^{20} \text{ см}^{-2}$, где электрическое поле обратного тока стремится к нулю (см. (29)), количество энергичных электронов с энергией до 90 кэВ остаётся всё ещё велико, а именно составляет $\sim 10^9 \text{ см}^{-3}$. На больших глубинах в хромосфере изменение спектра определяется исключительно кулоновскими столкновениями.

В [106] приведены результаты статистического анализа зависимости параметров сверхгорячей плазмы от мощности солнечных вспышек. На основе данных космической обсерватории RHESSI, на примере 37 вспышек показано, что с ростом балла вспышки от M1.0 до X10.0 максимальная электронная температура плазмы возрастает от $\sim 20 \text{ МК}$ до $\gtrsim 50 \text{ МК}$. Разумеется, речь идёт о некоторой средней температуре плазмы между пересоединяющим токовым слоем и турбулентным фронтом TF, поскольку мера эмиссии сверхгорячего токового слоя очень мала [107].

Ввиду больших значений потоков энергичных электронов в мощных вспышках балла X, можно предположить большие значения электрического поля обратного тока $\varepsilon > 1$. Следовательно, в мощных вспышках, по-видимому, реализуется нагрев плазмы согласно модели толстой мишени с обратным током (см. рис. 11). Возвращающиеся в источник энергичные электроны и электроны обратного тока (т.е. тепловые электроны плазмы, ускоренные электрическим полем обратного тока) эффективно нагревают корональную плазму до аномально высоких температур. Убежавшие в нижнюю корону и хромосферу энергичные электроны отвечают за нагрев плазмы до более низких температур.

Для менее мощной (балла M3.5) солнечной вспышки 24 февраля 2006 г. в [78] представлены схожие результаты. Показано, что корональная плазма нагревается до температур $\sim 20 \text{ МК}$ не только вблизи турбулентного фронта, но и в хромосферных основаниях системы коллапсирующих магнитных ловушек. Однако, по-видимому, во вспышках балла M нагрев плазмы энергичными электронами менее эффективен, чем во вспышках балла X, и не так сильно зависит от мощности вспышки в пределах балла M.

Большая концентрация (см. табл. 1) летящих вперёд электронов в модели с обратным током и значительная концентрация возвращающихся обратно в источник электронов могут играть определяющую роль в интерпретации рентгеновских наблюдений в короне, поскольку мера эмиссии коронального источника жёсткого рентгеновского излучения намного выше, чем в случае класси-

ческой модели без обратного тока. В связи с этим перейдём к рассмотрению расположенной на солнечном лимбе вспышки с ярким корональным источником жёсткого рентгеновского излучения.

4.3. Солнечная вспышка 19 июля 2012 года

4.3.1. Наблюдения вспышки. Вспышка балла M7.7 19 июля 2012 г. с момента её начала в 05:15 UT наблюдалась при помощи аппаратуры на космических обсерваториях RHESSI, GOES и SDO. Высокая точность современных многоволновых приёмников излучения и расположение вспышки на краю солнечного диска позволили с высоким временным, пространственным и спектральным разрешением наблюдать яркие компактные источники излучения и протяжённые "вспышечные петли" одновременно в короне и хромосфере [108–111].

Рассмотрим наблюдаемую картину вспышки (рис. 12). В жёстком рентгеновском диапазоне видны один корональный и два хромосферных источника. Южный хромосферный источник очень слабый, поскольку частично находится за лимбом. Исследуем северный хромосферный источник излучения, используя приближение модели толстой мишени с обратным током (см. раздел 3.2). Как и в разделе 4.2, будем подбирать плотность потока энергии ускоренных электронов так, чтобы спектр хромосферного источника излучения соответствовал наблюдательным данным. Наблюдения со спутника RHESSI приведены в [110] как результат сложения отдельных измерений длительностью $\sim 8 \text{ с}$ на временном интервале $\sim 150 \text{ с}$, показанном на рис. 12а, в виде тёмной вертикальной полосы с центром в первом максимуме всплеска жёсткого рентгеновского излучения в 05:21:45 UT.

Выбранный временной интервал соответствует той части импульсной фазы вспышки, когда процесс ускорения электронов наиболее эффективен и интенсивность тормозного жёсткого рентгеновского излучения максимальна. По сравнению с этим временным интервалом общая продолжительность импульсной фазы велика, $\sim 10^3 \text{ с}$ (см. рис. 12, а также [109]). Вообще говоря, это позволяет сделать предположение об относительно медленном процессе магнитного пересоединения в данной вспышке и, как следствие, об отсутствии в ней ударной волны типа SW на рис. 2 (см. также [29, 67]).

Корональный источник жёсткого рентгеновского излучения (см. рис. 12) расположен внутри системы вспышечных петель (т.е. коллапсирующих магнитных ловушек) в верхней части этой системы и частично над ней. Для его описания воспользуемся приближением тонкой мишени (см. раздел 2.3). Перечислим доступные из наблюдений параметры. Как мы полагаем, корональный источник находится в непосредственной близости от области ускорения электронов — высокотемпературного (сверхгорячего) пересоединяющего токового слоя (RCL на рис. 2), и, по оценкам [110], имеет угловой размер $\approx 15''$. Нижняя граница энергетического спектра ускоренных электронов $\varepsilon_{\min} \approx 15 \text{ кэВ}$. Как отмечалось, она оценивается со значительной погрешностью из-за характерного для любой вспышки наложения теплового и нетеплового спектров инжекции. Этот факт вносит неточности в определение интенсивности жёсткого рентгеновского излучения, но почти не влияет на оценку главного наблюдаемого параметра в спектре — показателя его наклона. Величина верхней границы спектра достоверно неизвестна. Как и ранее, условно будем считать её равной $\varepsilon_{\max} = 120 \text{ кэВ}$.

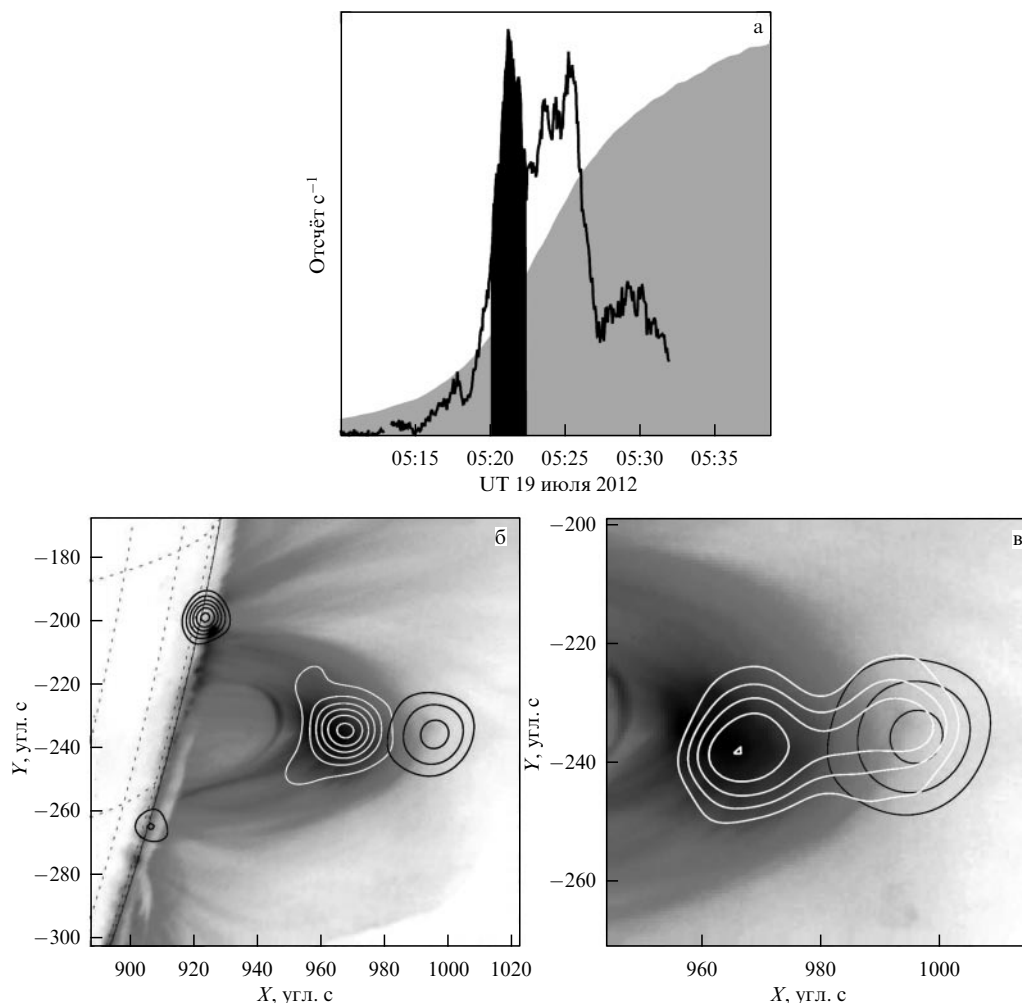


Рис. 12. Вспышка 19 июля 2012 г. (а) Интенсивность излучения от всей вспышки (чёрная кривая) по данным RHESSEI в диапазоне 30–80 кэВ. Серый фон — интенсивность излучения в диапазоне 3–25 кэВ согласно GOES. (б, в) Фон — изображения на длине волны 193 Å, полученные на SDO с помощью ультрафиолетового телескопа AIA. Система вспышечных петель с корональным и хромосферными источниками видна на рис. б, корональный источник — на рис. в. Чёрными контурами показаны уровни излучения по данным RHESSEI в диапазоне 30–80 кэВ. Белые контуры тоже по данным RHESSEI — уровни излучения в диапазонах 6–8 кэВ (б) и 16–18 кэВ (в).

Приведём здесь оценки других параметров вспышки 19 июля 2012 г. из [110]. Температура холодной плазмы в мишени за турбулентным фронтом TF (см. рис. 2) высока и составляет $T_2 \approx 21$ МК. Температура источника энергичных электронов, т.е. компактной сверхгорячей плазмы вблизи области пересоединения, из наблюдений неизвестна и принимается равной $T_1 \approx 100$ МК, т.е. оценивается по порядку величины. Концентрация плазмы в корональном источнике $n_2 \approx 3 \times 10^9 \text{ см}^{-3}$ (см. рис. 8.8 в [29]). Жёсткое рентгеновское излучение коронального источника имеет показатель наклона спектра $\varphi_{\text{Cor}} = 4,6 \pm 0,2$ с потоком $0,1 \text{ фотон. см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$ при энергии 50 кэВ, а в хромосферном источнике $\varphi_{\text{Ch}} = 3,0 \pm 0,2$ с потоком $1 \text{ фотон. см}^{-2} \text{ кэВ}^{-1}$.

Представленные в данном разделе наблюдательные характеристики (прежде всего спектральные) жёсткого рентгеновского излучения вспышки 19 июля 2012 г., как уже отмечалось, являются результатом суммирования отдельных изображений на интервале (~ 150 с) первого, самого большого всплеска излучения в диапазоне 30–80 кэВ. В разделе 3.3 отмечалось, что за такое время создаётся и уничтожается несколько коллапсирующих ловушек в короне (см. рис. 2), эффективное время существо-

вания каждой из которых составляет ~ 5 с [67]. Следовательно для интерпретации наблюдений нам не остаётся ничего иного, как подбирать эффективную величину пробочного отношения ловушки b_m [92], неизвестного из наблюдений, так чтобы интенсивность жёсткого рентгеновского излучения в короне максимально соответствовала наблюдаемой. Кроме того, необходимо сделать оценки параметров сжатия такой "усреднённой" ловушки, чтобы понять относительную роль ускорения Ферми и бетатронного нагрева в данной вспышке.

4.3.2. Спектр жёсткого рентгеновского излучения. На рисунке 13 сплошной прямой линией представлен спектр жёсткого рентгеновского излучения хромосферного источника во вспышке 19 июля 2012 г., рассчитанный в модели толстой мишени с обратным током. Видно, что рассчитанный спектр хорошо совпадает с результатами наблюдений хромосферного источника (кружки) и по интенсивности излучения, и по наклону спектра. Следовательно, такие параметры модели, как плотность потока энергии F , переносимой энергичными электронами, и показатель наклона спектра инжекции γ_v , подобраны верно. Как и в разделе 4.2, для сравнения моделей

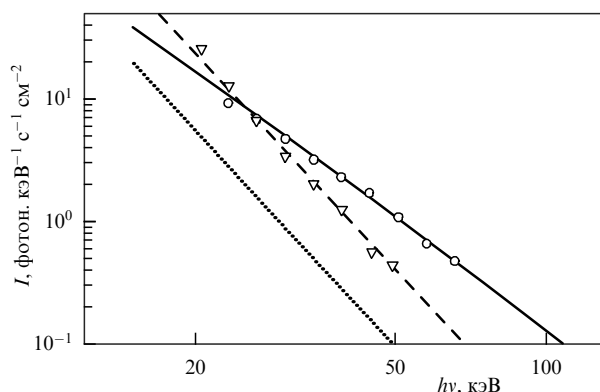


Рис. 13. Наблюдаемые и рассчитанные спектры жёсткого рентгеновского излучения солнечной вспышки 19 июля 2012 г. Результаты моделирования хромосферного источника представлены сплошной прямой линией, наблюдения — кружками. Моделирование коронального источника без учёта ускорения электронов в коллапсирующей магнитной ловушке — пунктирная прямая, с учётом — штриховая прямая, результаты наблюдений — треугольники.

в табл. 2, помимо полученных результатов, приведены также оценки, выведенные в приближении классической толстой мишени без учёта обратного тока.

Спектр коронального источника, рассчитанный в приближении тонкой мишени без учёта эффекта коллапсирующих магнитных ловушек, показан на рис. 13 пунктирной прямой. Она имеет тот же наклон, что и наблюдаемый спектр коронального источника (треугольники), но расположена существенно ниже него. Исходя из этого факта, мы видим, что в рамках классических моделей тонкой и толстой мишеней принципиально невозможно моделировать наблюдаемые спектры коронального и хромосферного источников жёсткого рентгеновского излучения, генерируемого одной популяцией ускоренных электронов.

Действительно, в классической модели всегда $\varphi_{\text{Cor}} - \varphi_{\text{Ch}} = 2$ (формулы (50) и (51)), а по данным наблюдений вспышки 19 июля 2012 г. $\varphi_{\text{Cor}} - \varphi_{\text{Ch}} \approx 1,6$ (см. табл. 2). В модели с обратным током наблюдаемое соотношение показателей наклонов получается естественным образом для параметров вспышки, приведённых в разделе 4.3.1. Таким образом, приближение толстой мишени с обратным током не только точно описывает рентгеновский спектр хромосферного источника, но и позволяет правильно определить показатель наклона спектра излучения в короне.

Исключение составляет величина интенсивности излучения коронального источника (пунктирная прямая на рис. 13), которая в модели оказывается ниже наблюдаемой примерно в 4,5 раза. Столь большое различие рассчитанной и наблюдаемой интенсивностей при точном совпадении показателей наклона спектра излучения является весомым аргументом в пользу наличия и высокой эффективности ускорения электронов в коллапсирующих магнитных ловушках, которые образуют пересоедин-

ённые линии магнитного поля (см. рис. 2). Такая картина солнечных вспышек была предсказана в теоретических работах [67, 92], но в отсутствие космических экспериментов с высоким разрешением до настоящего времени не имела убедительных наблюдательных подтверждений.

В соответствии с выводами раздела 3.3 о возможности оценить характерные параметры "усреднённой" корональной ловушки, в работе [72] с помощью (46) были рассчитаны коэффициенты продольного (l) и поперечного (b) сжатия во время вспышки 19 июля 2012 г. В свою очередь, это позволило сделать выводы о преобладающем механизме ускорения и его эффективности. Обратимся к полученным результатам.

За короткое время (~ 100 с) импульсной фазы рассматриваемой вспышки не успевает измениться геометрия области пересоединения [108]. Тем не менее оно происходит достаточно быстро, чтобы обеспечить необходимую мощность энерговыделения. При этом новые ловушки быстро рождаются, быстро коллапсируют и исчезают, но общая геометрия системы коллапсирующих ловушек в виде "суммарной эффективной ловушки" кажется неизменной или медленно изменяющейся. Из этого можно сделать вывод о том, что в рассматриваемой нами вспышке предположительно доминировало поперечное сжатие, т.е., возможно, имело место ускорение электронов через бетатронный нагрев.

В общем случае для энергичных электронов, захваченных в коллапсирующие ловушки с доминирующим бетатронным нагревом, характерно более быстрое ускорение [92], а генерируемое ими жёсткое рентгеновское излучение в короне обладает существенно более высокой интенсивностью (штриховая линия на рис. 13). Кроме того, основываясь на данных наблюдений, можно предположить, что применительно ко многим вспышкам на Солнце в таких ловушках действительно преобладает бетатронное ускорение, связанное с их поперечным сжатием.

По всей видимости, в солнечных вспышках, для которых характерны мощные корональные источники жёсткого рентгеновского излучения, определяющую роль играет дополнительное ускорение электронов в коллапсирующих магнитных ловушках, расположенных над хромосферой. Разумеется, большая по отношению к классической модели вспышки интенсивность излучения в короне связана с увеличением меры эмиссии не только из-за эффективного удержания и ускорения электронов в корональных коллапсирующих ловушках, но и благодаря эффекту электрического поля обратного тока.

4.3.3. Спектр ускоренных электронов и мощность нагрева плазмы. В [111] рассмотрены три солнечные вспышки, наблюдавшиеся с высоким пространственным и временным разрешением, в том числе и описанная выше вспышка 19 июля 2012 г. Общей чертой выбранных вспышек является весьма высокое расположение в хромосфере источников жёсткого рентгеновского и оптически-

Таблица 2. Характеристики ускоренных во вспышке 19 июля 2012 г. электронов в моделях с обратным током и без него

Модель	γ_v	γ_ε	γ_{ss}	n_b, cm^{-3}	$F, \text{эрг cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	φ_{Cor}	φ_{Ch}
Без обратного тока	5,0	4,5	4,0	$4,6 \times 10^7$	$1,0 \times 10^{10}$	5,0(4,6)	3,0(3,0)
С обратным током	4,5	4,0	3,5	$3,1 \times 10^8$	$5,0 \times 10^{10}$	4,5(4,6)	3,0(3,0)

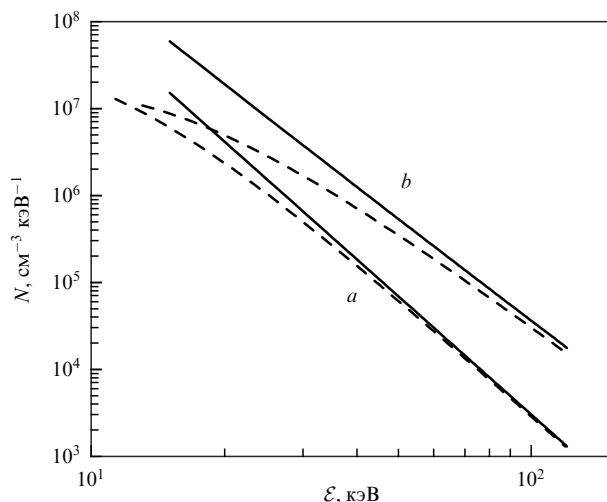


Рис. 14. Дифференциальные энергетические спектры ускоренных электронов: (а) классическая модель толстой мишени без обратного тока, (б) модель толстой мишени с обратным током. Сплошная прямая линия — спектр инжекции, штриховая — спектр электронов на толще плазмы $\xi = 3 \times 10^{19} \text{ см}^{-2}$.

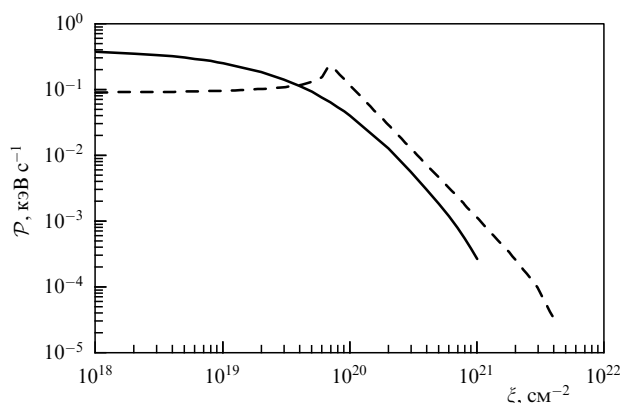


Рис. 15. Мощность нагрева плазмы ускоренными электронами во вспышке 19 июля 2012 г., рассчитанная в модели толстой мишени: штриховая линия — без обратного тока, сплошная — с обратным током.

го излучения. Объяснить данный факт в рамках классической модели толстой мишени не удаётся (см. также [62, 104]). Как и в разделе 4.2.3, чтобы оценить глубину проникновения электронов в мишень и понять особенности их распространения, рассчитаем спектры ускоренных электронов и мощность нагрева плазмы.

Энергетические спектры электронов, ускоренных во вспышке 19 июля 2012 г. во время импульсной фазы в наибольшем всплеске жёсткого рентгеновского излучения (рис. 12а), рассчитаны по формуле (55) для двух моделей и представлены на рис. 14. В классической модели толстой мишени без обратного тока (рис. 14, кривые а) спектр инжекции имеет показатель наклона $\gamma_\varepsilon \approx 4,5$, а концентрация электронов, вычисленная по формуле (54), $n_b \approx 4,6 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$. В модели толстой мишени с обратным током (рис. 14, кривые б) спектр инжекции более жёсткий, $\gamma_\varepsilon \approx 4,0$, при более высокой концентрации $n_b \approx 3,1 \times 10^8 \text{ см}^{-3}$.

Мощность нагрева плазмы в мишени ускоренными электронами рассчитаем по формуле (56). В модели с

обратным током картина нагрева плазмы сильно отличается от результатов расчётов для классической модели без обратного тока (рис. 15) и полностью аналогична той, которая получена в разделе 4.2.3 для вспышки 6 декабря 2006 г. В модели с обратным током интенсивно нагреваются более высокие слои хромосферы.

4.4. Поляризация жёсткого рентгеновского излучения

4.4.1. Расчёты поляризации в солнечных вспышках. Помимо показателя наклона спектра, правильность предположений о характере распространения энергичных электронов в атмосфере Солнца во время вспышек (т.е. выбор модели) может быть проверена путём расчёта и сравнения с данными наблюдений интенсивности излучения и его границ. Менее тривиальным и весьма чувствительным представляется сравнение теоретических предсказаний поляризации жёсткого рентгеновского излучения, рассчитанной в рамках соответствующих моделей, с данными спутниковых наблюдений.

Общая методика расчёта поляризации тормозного излучения представлена, например, в [100] (см. также [45]). Поляризация жёсткого рентгеновского излучения определяется выражением

$$P = \frac{I_\perp - I_\parallel}{I_\perp + I_\parallel}. \quad (57)$$

Здесь потоки излучения $I_\perp$ и $I_\parallel$ рассчитываются в соответствии с формулами (47) и (48), геометрия излучения изображена на рис. 7 (см. раздел 4.1).

Рассчитаем поляризацию в приближении двумерной по скоростям модели толстой мишени с обратным током (см. раздел 3.2) [112]. Поляризация положительна и принимает очень маленькие значения ввиду слабой анизотропии функции распределения (34). Наибольшие значения поляризации $\sim 3\%$ достигаются при наименьших значениях энергии фотонов, с ростом энергии величина поляризации монотонно уменьшается. При уменьшении угла ψ между лучом зрения и направлением распространения потока быстрых электронов, т.е. осью x на рис. 3, величина поляризации тоже уменьшается (рис. 16).

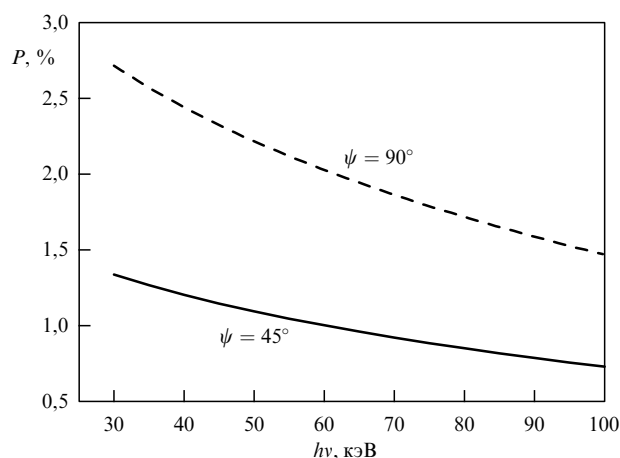


Рис. 16. Поляризация жёсткого рентгеновского излучения вблизи границы толстой мишени в зависимости от энергии фотонов $h\nu$ при различных значениях угла ψ . Расчёты выполнены для величин $\gamma_\varepsilon = 4$ и $F = 10^{11} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$.

Строго говоря, полученный результат справедлив для глубин в мишени, где электрическое поле обратного тока $\varepsilon \gg 1$. На больших глубинах функция распределения должна переходить к виду, который она имеет в двумерной по скоростям столкновительной модели. Однако число энергичных электронов на этих глубинах значительно меньше начального. Поэтому главный вклад в поляризацию излучения дают электроны вблизи их источника. При этом степень поляризации почти не зависит от толщи. Более подробно данный вопрос рассмотрен в [66].

Важно также напомнить, что согласно современным наблюдениям жёсткого рентгеновского излучения энергия $h\nu \approx 15$ кэВ находится в той области спектра, где имеет место наложение нетепловой и тепловой компонент тормозного излучения (см., например, [33]). Это значит, что поляризация может определяться не только ускоренными электронами со степенным спектром, но и сверхгорячими (тепловыми) электронами (см. раздел 2.5), спектр которых мало отличается от максвелловского.

Расчёты величины поляризации жёсткого рентгеновского излучения, генерируемого тепловыми убегающими электронами, выполнены на основе функции распределения (19), и результаты представлены на рис. 17. Согласно этим расчётам максимальная поляризация тормозного излучения сверхгорячих убегающих электронов может достигать 6 % при энергии фотонов $h\nu \approx 15$ кэВ. Однако столь большой поляризация могла бы быть, если бы угол между лучом зрения и направлением распространения сверхгорячих электронов равнялся $\psi = 90^\circ$. Имея в виду гелиоцентрическое распределение солнечных вспышек, мы должны отдать предпочтение более вероятному значению $\psi \approx 45^\circ$ и, следовательно, принять в качестве наиболее вероятных значений поляризации $P \lesssim 3-4$ % для тормозного излучения убегающих сверхгорячих электронов. Столь низкие значения поляризации рентгеновского излучения ($\lesssim 3$ %) вполне естественны и связаны с двумя обстоятельствами.

Во-первых, в солнечных вспышках функция распределения энергичных электронов (сверхгорячих и ускоренных) не может быть сильно анизотропной. Если бы все электроны, порождающие жёсткое рентгеновское излучение вспышки, были направлены в одну сторону, то переносимый ими электрический ток (см. выражение (3))

$$J(r) = Sj(r) = Se \int f_v(r, v, \theta) v \cos \theta dv,$$

где S — площадь сечения потока энергичных электронов, имел бы огромную величину $10^{17} - 10^{18}$ А [63]. Реальные токи во вспышке, включая источник её энергии, составляют $10^{11} - 10^{12}$ А [113]. Следовательно, степень анизотропии энергичных электронов не превышает $10^{-6} - 10^{-5}$. При этом энергичные электроны должны быть почти изотропны уже в источнике энергии вспышки. Даже при наличии небольшой начальной анизотропии с увеличением глубины происходит быстрая изотропизация функции распределения под действием электрического поля обратного тока (см. [66, раздел 5]).

Во-вторых, для сверхгорячих и ускоренных электронов, энергия которых много больше энергии тепловых электронов плазмы, в кинетическом уравнении можно пренебречь энергетической диффузией по сравнению с регулярными потерями энергии на кулоновских столкновениях, но нельзя пренебрегать угловой диффузией (см.

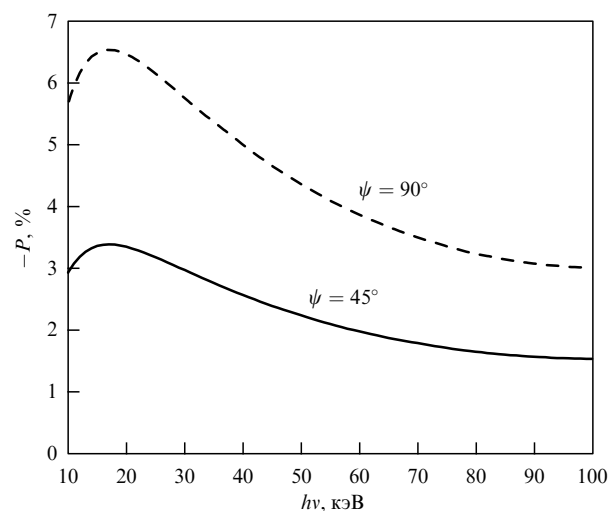


Рис. 17. Поляризация тормозного жёсткого рентгеновского излучения, генерируемого сверхгорячими убегающими электронами, в зависимости от энергии фотонов $h\nu$ при различных значениях угла ψ . Подробнее см. [82].

[28, § 4.2]). Угловая диффузия работает в том же порядке, что и регулярные потери энергии:

$$\cos \theta \frac{\partial f_v}{\partial \xi} = \frac{1}{z} \frac{\partial f_v}{\partial z} + \frac{1}{2z^2} \Delta_\theta f_v.$$

Чем больше потери энергии, тем быстрее угловая диффузия изотропизует функцию распределения энергичных электронов.

Сравним рис. 16 и 17. Нетрудно видеть, что поляризации рентгеновского излучения, генерируемого тепловыми и нетепловыми электронами, различаются по знаку и абсолютной величине. Чтобы объяснить такой результат, необходимо сравнить функции распределения (34) и (19) с учётом выражений для сечений тормозного излучения [100], поляризованного параллельно и перпендикулярно плоскости $Q_{||}$ (см. рис. 7).

Как уже отмечалось, анизотропия функции (34) на границе мишени небольшая и обусловлена летящими назад электронами (распределение летящих вперёд частиц предполагалось изотропным; см. раздел 2). Под действием электрического поля обратного тока такая функция распределения с глубиной проникания в мишень быстро изотропизуется. Указанные обстоятельства определяют низкие значения поляризации генерируемого такими электронами тормозного рентгеновского излучения. При значениях электрического поля $\varepsilon \gtrsim 1$ в функции распределения (34) присутствует значительное количество частиц со значениями косинуса питч-угла $|\mu| \ll 1$, вследствие чего (см. формулу (3.11) в [100]) $I_\perp - I_\parallel > 0$ и ожидаемая величина поляризации генерируемого излучения положительна.

Функция (19) вблизи границы мишени описывает изотропно распределённые по углам летящие вперёд электроны (двигающиеся в обратном направлении частицы отсутствуют), а её эволюция определяется исключительно кулоновскими столкновениями. Как следствие, с увеличением глубины данная функция убывает медленнее, становясь более направленной ($\mu \sim 1$). При больших толщах (третий случай в выражении (19)) функция становится

изотропной. Перечисленные особенности обеспечивают отрицательную величину поляризации излучения.

Предложенные здесь модели распространения ускоренных и сверхгорячих электронов не учитывают ряд факторов, характерных для реальных условий солнечной вспышки и уменьшающих степень анизотропии потока энергичных электронов; см. обзор проблемы в [62]. Становится меньше и поляризация их тормозного излучения. Один из этих факторов — комптоновское рассеяние жёсткого рентгеновского излучения на фотосфере [114, 115].

Влияние комптоновского рассеяния в фотосфере на направленность и поляризацию рентгеновского излучения в диапазоне от 15 до 150 кэВ рассчитывалось методом Монте-Карло в [114]. Показано, что в случае изотропного источника рентгеновских фотонов в короне суммарная поляризация излучения на орбите Земли не превышает 4 %. Этот вывод наиболее близок к нашим результатам, поскольку найденная нами функция распределения энергичных электронов мало отличается от изотропной. Следовательно, почти изотропно первичное рентгеновское излучение вспышки, что и предполагается в [114].

Подчеркнём, однако, что мы решали другую задачу. Наш подход к вопросу о возможной поляризации жёсткого рентгеновского излучения вспышек принципиально отличается от того, что делалось в [114, 115]. Мы не задаём первичный поток рентгеновского излучения, а рассчитываем его на основании найденного нами решения кинетического уравнения для функции распределения энергичных электронов. Мы показали, что поляризация их тормозного излучения не превышает 4 %, что формально совпадает с результатом [114]. Но при этом остаётся открытым вопрос, насколько комптоновское рассеяние первичного рентгеновского излучения на фотосфере уменьшит поляризацию суммарного потока излучения, наблюдаемого на орбите Земли. Возможно, наблюдаемая поляризация окажется ближе к предсказанной в [115].

4.4.2. Наблюдения поляризации в солнечных вспышках.

Первые попытки измерения поляризации жёсткого рентгеновского излучения в солнечных вспышках, по-видимому, нельзя назвать вполне успешными, поскольку измеренные значения степени поляризации оказались сравнимыми с ошибками измерений (см. [116, 117]). Так, при энергии $h\nu = 15$ кэВ измерения на спутниках серии "Интеркосмос" (1969–1974 гг.) демонстрировали большую степень поляризации $P = 40$ % при весьма больших ошибках измерений (см. рис. 2 в [116]). Кроме того, большая поляризация наблюдалась столь длительное время, что объяснить её ускоренными во вспышке электронами не представлялось возможным, а другого объяснения не было.

Попытки наблюдать поляризацию на спутнике OSO-7 (1972 г.) в области энергий $h\nu = 15–30$ кэВ были неудачными из-за неполадок в работе поляриметра. Прямое измерение величины поляризации оказалось невозможным, но всё же удалось получить нижнюю оценку абсолютной величины степени поляризации $|P| = 10–20$ % [118]. Как и в измерениях на спутниках "Интеркосмос", было обнаружено длительное существование значительной поляризации, намного превосходящее время термализации ускоренных электронов во вспышечной плазме [119].

На отечественном аппарате КОРОНАС-Ф (2001–2005 гг.) с помощью поляриметра СПР-Н проводились измерения поляризации в диапазоне $h\nu = 20–100$ кэВ. Для 25 вспышек получены оценки верхнего предела степени поляризации $|P| = 8–40$ % [120]. Для вспышки 29 октября 2003 г. получены чрезвычайно большие значения поляризации, более 70 %, однако ошибки этих измерений достаточно высокие (см. рис. 4 в [120]).

Возможность наблюдать поляризацию излучения в этом же диапазоне была предусмотрена и в комплексе аппаратуры на спутнике RHESSI (2002–2019 гг.) [121]. Однако чувствительность поляриметра оказалась недостаточно высокой, и не были получены результаты, достоверность которых не вызывала сомнений [122]. Более удачными, по-видимому, являются измерения поляризации гамма-излучения $h\nu = 0,2–1$ МэВ в двух больших вспышках: $P = 21 \pm 9$ % во вспышке балла X4,8 23 июля 2002 г. и $P = -11 \pm 5$ % во вспышке балла X17 28 октября 2003 г. [123].

Со времени первых измерений поляризации прошло полвека, но ситуация почти не изменилась. С ростом точности поляриметрических наблюдений уменьшалась регистрируемая степень поляризации, но достоверность полученных данных оставалась, строго говоря, не установленной.

4.4.3. Будущие эксперименты по измерению поляризации.

Что необходимо учитывать при планировании будущих экспериментов по измерению поляризации жёсткого рентгеновского излучения вспышек на Солнце и интерпретации будущих результатов? В целом мы видим, что оценки ожидаемой максимальной поляризации, полученные для сверхгорячих и ускоренных электронов в области энергий 15–100 кэВ, находятся в пределах 3–4 %. Следовательно, необходимы измерения поляризации с точностью порядка 1 %.

В обзоре [124] обсуждаются перспективные инструменты, предназначенные для измерения поляризации в солнечных вспышках. Первый из них Gamma-Ray Imager/Polarimeter for Solar flares (GRIPS [125]) имеет хорошее спектральное и угловое разрешение, однако минимальная измеряемая поляризация составляет ~ 3 %, а энергия ~ 150 кэВ. Для изучения солнечных вспышек и, в частности, для измерения поляризации рентгеновского излучения в диапазоне 10–100 кэВ этот телескоп не подходит. Для данного энергетического диапазона более подходящим можно считать поляриметр Sapphire (Solar Polarimeter for Hard X-rays [126]), который должен обеспечить минимальное измеряемое значение поляризации $\sim 1,5$ %. Японский рентгеновский поляриметр [127], который будет работать в диапазоне 60–300 кэВ, планируется запустить в 2025 г. Другие существующие поляриметры (например, Imaging X-ray Polarimetry Explorer — IXPE [128], POLAR [129]) обладают чувствительностью, на два порядка превышающей чувствительность RHESSI. Однако они имеют своей целью изучение не солнечных вспышек, а космических гамма-всплесков — наиболее ярких электромагнитных событий, происходящих во Вселенной. Поляризационные измерения дополняют результаты спектральных наблюдений, которые будут получены в рамках совместного российско-германского проекта космической обсерватории "Спектр–Рентген–Гамма" (Спектр-РГ).

Большое значение будут иметь будущие измерения поляризации жёсткого рентгеновского и гамма-излуче-

ния вспышек на Солнце. Одновременные спектральные и поляризационные наблюдения вместе с получением изображений солнечных вспышек в области энергий $h\nu \approx 10-100$ кэВ позволят с экспериментальных позиций ответить на ключевые вопросы физики широкого класса вспышек электромагнитной природы не только на Солнце, но и на других звёздах с сильным магнитным полем: 1) магнитное пересоединение в качестве первичного механизма ускорения электронов и ионов, 2) пересоединение как механизм нагрева плазмы до огромных температур, 3) дополнительные механизмы ускорения частиц и нагрева плазмы во вспышках.

В рамках международного проекта "Interhelioprobe" [130] планируется использование поляриметра "PING-P" [131] в диапазоне 18–150 кэВ, который при потоке рентгеновского излучения в этом диапазоне 1500 фотон. см⁻² (типичный поток для вспышек балла X1) обеспечит минимальную измеряемую поляризацию $P_{\min} = 2,9\%$ на уровне 3σ при временном разрешении 10 с. При больших потоках излучения (при вспышках балла больше X1) можно будет достигнуть ещё более высокой чувствительности и точности измерения поляризации. Можно надеяться, что это позволит ответить на поставленные выше вопросы физики солнечных вспышек, тесно связанные с фундаментальным процессом магнитного пересоединения в плазме с сильным магнитным полем.

В более отдалённой перспективе хотелось бы ориентироваться на проекты космических обсерваторий, предназначенных для непрерывного мониторинга солнечной активности, включая измерения спектра и поляризации рентгеновского и гамма-излучения вспышек, а также сопутствующие измерения состава и характеристик заряженных частиц, и плазмы солнечного ветра. Для решения этой комплексной экспериментальной задачи с очевидностью необходимо стабильное расположение космической обсерватории в точке Лагранжа L1 на линии Солнце–Земля.

5. Заключение

Наблюдения солнечных вспышек в ходе наземных и космических экспериментов последнего десятилетия в целом подтвердили классические представления о природе их возникновения, эволюции и воздействии на межпланетное пространство. Вместе с тем классические модели первичного ускорения заряженных частиц и описания течения плазмы в окрестности области магнитного пересоединения, а также вторичные процессы, связанные с нагревом окружающей плазмы, дополнительным ускорением частиц и излучением, всё ещё требуют уточнения и аккуратной количественной интерпретации.

Представленные в работе кинетические модели вспышки, включающие в себя процессы вторичного ускорения и распространения в атмосфере Солнца заряженных частиц, соответствуют современному состоянию теории и наблюдений, вполне подходят для расчётов характеристик тормозного рентгеновского излучения. Однако следует отметить возможные направления их дальнейшего развития с учётом будущих экспериментов.

Прежде всего необходимы проверки моделей дополнительного ускорения электронов в корональных магнитных ловушках на большом количестве вспышечных событий, для которых угловое разрешение рентгеновских наблюдений не превышает 1', а временное разреше-

ние составляет ~ 1 с. По-прежнему остаётся открытым вопрос о начальном угловом распределении инжектируемых энергичных электронов, которое непосредственно влияет на величину измеряемой поляризации излучения. Наконец, современные разработки наземных оптических наблюдений обещают получение томографических разрезов активных областей и вспышек, что позволило бы регистрировать поля скоростей на разных уровнях в атмосфере Солнца.

Модель толстой мишени с обратным током может быть надёжной основой для изучения феномена "белой вспышки". Для этого необходимо аккуратно исследовать гидродинамический отклик хромосферы на импульсный нагрев столь большими потоками энергичных электронов. Напомним, они на 1–2 порядка превосходят значения, которые предсказывают классические модели толстой мишени.

Наличие сильных магнитных полей, высокие температуры, плотности и скорости течения плазмы, мощные потоки тепла вместе с возможностью высокоточных наблюдений во всём диапазоне электромагнитного спектра делают Солнце природной лабораторией для исследования фундаментальных физических процессов. Это позволяет использовать результаты изучения вспышек и солнечной активности в целом для решения более широкого круга астрофизических задач, в которых ключевую роль играют эффект магнитного пересоединения в сильном магнитном поле и его важнейшие следствия: ускорение и распространение заряженных частиц, их электромагнитное излучение в различных диапазонах спектра, высокоскоростные направленные течения высокотемпературной плазмы.

Список литературы

1. Smith H J, Smith E V P *Solar Flares* (New York: Macmillan, 1963)
2. Švestka Z *Solar Flares* (Dordrecht: D. Reidel, 1976)
3. Сомов Б В "Вспышка на солнце", в кн. *Физическая энциклопедия* Т. 1 (Гл. ред. А М Прохоров) (М.: Советская энциклопедия, 1988) с. 350
4. Aschwanden M *Physics of the Solar Corona: An Introduction with Problems and Solutions* (Berlin: Springer-Verlag, 2005)
5. Fletcher L et al. *Space Sci. Rev.* **159** 19 (2011)
6. Сомов Б В *Наука и жизнь* (8) 11 (2007)
7. Howard T *Coronal Mass Ejections: An Introduction* (Berlin: Springer, 2011)
8. Hanslmeier A *The Sun and Space Weather* (Dordrecht: Springer, 2007)
9. Liliensten J *Space Weather* (Dordrecht: Springer, 2007)
10. Пилипенко В А и др. *Физика Земли* (5) 61 (2018); Pilipenko V A *Izv. Phys. Solid Earth* **54** 721 (2018)
11. Zhang J et al. *Earth-affecting Solar Transients* (Berlin: Springer, 2019)
12. Сомов Б В, Сыроватский С И *УФН* **120** 217 (1976); Somov B V, Syrovatskii S I *Sov. Phys. Usp.* **19** 813 (1976)
13. Somov B V *Physical Processes in Solar Flares* (Dordrecht: Springer, 1992)
14. Feng L et al. *Astrophys. J.* **765** 37 (2013)
15. Aschwanden M J et al. *Astrophys. J.* **832** 27 (2016)
16. Chen B et al. *Bull. Am. Astron. Soc.* **51** 507 (2019)
17. Giovanelli R G *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **108** 163 (1948)
18. Parker E N J. *Geophys. Res.* **62** 509 (1957)
19. Dungey J W *Cosmic Electrodynamics* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1958)
20. Sweet P A *Nuovo Cimento* **8** 188 (1958)
21. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **39** 987 (1962); Syrovatskii S I *Sov. Astron.* **6** 768 (1963)

22. Сыроватский С И *Астрон. журн.* **43** 340 (1966); Syrovatskii S I *Sov. Astron.* **10** 270 (1966)
23. Sweet P A *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **7** 149 (1969)
24. Masuda S et al. *Nature* **371** 495 (1994)
25. Narukage N, Shimojo M, Sakao T *Astrophys. J.* **787** 125 (2014)
26. Cairns I H et al. *Sci. Rep.* **8** 1676 (2018)
27. Priest E, Forbes T *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications* (Cambridge: Cambridge Univ. Press, 2000)
28. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. 1 Fundamentals and Practice* 2nd ed. (New York: Springer, 2012)
29. Somov B V *Plasma Astrophysics Pt. 2 Reconnection and Flares* 2nd ed. (New York: Springer, 2013)
30. Krucker S et al. *Astron. Astrophys. Rev.* **16** 155 (2008)
31. Zharkova V V et al. *Space Sci. Rev.* **159** 357 (2011)
32. Emslie A G et al. *High-Energy Aspects of Solar Flares* (New York: Springer-Verlag, 2012)
33. Benz A O *Living Rev. Sol. Phys.* **14** 2 (2017)
34. Fleishman G D et al. *Science* **367** 278 (2020)
35. Hudson H S, Ryan J *Annu. Rev. Astron. Astrophys.* **33** 239 (1995)
36. Somov B V *Cosmic Plasma Physics* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2000)
37. Aschwanden M J *Particle Acceleration and Kinematics in Solar Flares* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 2002)
38. Miroshnichenko L *Solar Cosmic Rays: Fundamentals and Applications* 2nd ed. (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 405) (Cham: Springer, 2015)
39. Casolino M et al. *Nucl. Phys.* **190** 293 (2009)
40. Bruno A et al. *Astrophys. J.* **862** 97 (2018)
41. Сомов Б В *Астрон. журн.* **88** 1045 (2011); Somov B V *Astron. Rep.* **55** 962 (2011)
42. Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **37** 679 (2011); Somov B V *Astron. Lett.* **37** 679 (2011)
43. Bezrodneykh S I, Somov B V *Adv. Space Res.* **56** 2779 (2015)
44. Becker W *Neutron Stars and Pulsars* (Berlin: Springer-Verlag, 2009)
45. Fleishman G D, Toptygin I N *Cosmic Electrodynamics: Electrodynamics and Magnetic Hydrodynamics of Cosmic Plasmas* (Astrophysics and Space Science Library, Vol. 388) (New York: Springer, 2013)
46. Balogh A et al. *Particle Acceleration in Cosmic Plasmas* (Space Sciences Ser. of ISSI, Vol. 45) (New York: Springer, 2013)
47. Гинзбург В Л, Сыроватский С И *Происхождение космических лучей* (М.: Изд-во АН СССР, 1963); Пер. на англ. яз.: Ginzburg V L, Syrovatskii S I *The Origin of Cosmic Rays* (New York: Macmillan, 1964)
48. Dorman L *Cosmic Rays in Magnetospheres of the Earth and other Planets* (Dordrecht: Springer, 2009)
49. Shalchi A *Nonlinear Cosmic Ray Diffusion Theories* (Berlin: Springer-Verlag, 2009)
50. Syrovatskii S I, Shmeleva O P, in *Solar Terrestrial Relations, Proc. of the Conf.* (Ed. D Venkatesan) (Calgary: Univ. of Calgary Press, 1973)
51. Shih A Y, Lin R P, Smith D M *Astrophys. J. Lett.* **698** L152 (2009)
52. Lin R P et al. *Solar Phys.* **210** 3 (2002)
53. Lemen J R et al. *Solar Phys.* **275** 17 (2012)
54. Müller D et al. *Solar Phys.* **285** 25 (2013)
55. Chen B et al. *Astrophys. J.* **908** L55 (2021)
56. Sui L, Holman G D, Dennis B R *Astrophys. J.* **612** 546 (2004)
57. Dennis B R et al. *Astrophys. J.* **867** 82 (2018)
58. Aschwanden M *Solar Phys.* **383** 210 (2002)
59. Young P R et al. *Astron. Astrophys.* **495** 587 (2009)
60. Brown J C *Solar Phys.* **18** 489 (1971)
61. Сыроватский С И, Шмелева О П *Астрон. журн.* **49** 334 (1972); Syrovatskii S I, Shmeleva O P *Sov. Astron.* **16** 273 (1972)
62. Грицык П А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **40** 554 (2014); Gritsyk P A, Somov B V *Astron. Lett.* **40** 499 (2014)
63. Hoynig P, van Beek H F, Brown J C *Solar Phys.* **48** 197 (1976)
64. Zhu R et al. *Sci. China Technol. Sci.* **64** 169 (2021)
65. Diakonov S V, Somov B V *Solar Phys.* **116** 119 (1988)
66. Litvinenko Yu E, Somov B V *Solar Phys.* **131** 319 (1991)
67. Somov B V, Kosugi T *Astrophys. J.* **485** 859 (1997)
68. Sakai J I, de Jager C *Cosmic Plasma Physics* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1996)
69. Lin R P, Hudson H S *Solar Phys.* **17** 412 (1971)
70. Leach J, Petrosian V *Astrophys. J.* **251** 781 (1981)
71. Грицык П А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **42** 586 (2016); Gritsyk P A, Somov B V *Astron. Lett.* **42** 531 (2016)
72. Грицык П А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **43** 676 (2017); Gritsyk P A, Somov B V *Astron. Lett.* **43** 614 (2017)
73. Allred J C et al. *Astrophys. J.* **902** 16 (2020)
74. Сомов Б В *Изв. АН СССР Сер. физ.* **45** 576 (1981)
75. Brown J C, Spicer D S, Melrose D B *Astrophys. J.* **228** 592 (1979)
76. van den Oord G H J *Solar Phys.* **234** 496 (1990)
77. Alaoui M et al. *Astrophys. J.* **917** 74 (2021); arXiv:2103.13999
78. Battaglia M, Kontar E P *Astrophys. J.* **760** 142 (2012)
79. Brown J C *Solar Phys.* **26** 441 (1972)
80. Ramaty R *Astrophys. J.* **158** 753 (1969)
81. Holt S S, Ramaty R *Solar Phys.* **8** 119 (1969)
82. Грицык П А, Сомов Б В *ЖЭТФ* **156** 1016 (2019); Gritsyk P A, Somov B V *J. Exp. Theor. Phys.* **129** 935 (2019)
83. Kontar E P et al. *Astrophys. J.* **809** 35 (2015)
84. Knight J W, Sturrock P A *Solar Phys.* **218** 306 (1977)
85. Сермулыньш В А, Сомов Б В, в сб. *Комплексное изучение Солнца: труды XII Ленинградского семинара по космофизике* (Под ред. В А Дергачёва, Г Е Кочарова) (Л.: РТИП ЛИЯФ, 1982) с. 90
86. Владимиров В С *Уравнения математической физики* (М.: Наука, 1981); Пер. на англ. яз.: Vladimirov V S *Equations of Mathematical Physics* (Moscow: Mir, 1984)
87. Грицык П А, Сомов Б В *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **5** 57 (2011); Gritsyk P A, Somov B V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **5** 466 (2011)
88. Dennis B R, Emslie A G, Hudson H S *Space Sci. Rev.* **159** 3 (2011)
89. Hudson H S *Solar Phys.* **291** 1273 (2016)
90. Сомов Б В, Богачёв С А *Письма в Астрон. журн.* **29** 701 (2003); Somov B V, Bogachev S A *Astron. Lett.* **29** 621 (2003)
91. Богачёв С А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **31** 601 (2005); Bogachev S A, Somov B V *Astron. Lett.* **31** 537 (2005)
92. Богачёв С А, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **33** 62 (2007); Bogachev S A, Somov B V *Astron. Lett.* **33** 54 (2007)
93. Emslie A G *Astrophys. J.* **235** 1055 (1980)
94. Kuridze D et al. *Astrophys. J.* **874** 126 (2019)
95. Spitzer L *Physics of Fully Ionized Gases* (New York: Interscience Publ., 1965)
96. Effenberger F et al. *Astrophys. J.* **835** 124 (2017)
97. Kosugi T et al. *Solar Phys.* **243** 3 (2007)
98. Goodman S J et al., in *Comprehensive Remote Sensing* (Ed. S Liang) (Amsterdam: Elsevier, 2018) p. 119
99. Handy B N et al. *Solar Phys.* **187** 229 (1999)
100. Elwert G, Haug E *Solar Phys.* **15** 234 (1970)
101. Nocera L et al. *Solar Phys.* **97** 81 (1985)
102. Huang N-Y, Xu Y, Wang H *Res. Astron. Astrophys.* **16** 177 (2016)
103. Namekata K et al. *Astrophys. J.* **851** 91 (2017)
104. Krucker S et al. *Astrophys. J.* **739** 96 (2011)
105. Tsuneta S et al. *Astrophys. J.* **478** 787 (1997)
106. Caspi A, Krucker S, Lin R P *Astrophys. J.* **781** 43 (2014)
107. Орешина А В, Сомов Б В *Письма в Астрон. журн.* **37** 789 (2011); Oreshina A V, Somov B V *Astron. Lett.* **37** 726 (2011)
108. Liu W, Chen Q, Petrosian V *Astrophys. J.* **767** 168 (2013)
109. Liu R *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **434** 1309 (2013)
110. Krucker S, Battaglia M *Astrophys. J.* **780** 107 (2014)
111. Krucker S et al. *Astrophys. J.* **802** 19 (2015)
112. Грицык П А, Сомов Б В *Вестн. Моск. ун-та. Сер. 3. Физ. Астрон.* **1** 106 (2012); Gritsyk P A, Somov B V *Moscow Univ. Phys. Bull.* **67** 102 (2012)
113. Gopasyuk S I *Adv. Space Res.* **10** 151 (1990)
114. Henoux J C *Solar Phys.* **42** 219 (1975)
115. Mandelstam S L, Beigman I L, Tindo I P *Nature* **254** 462 (1975)
116. Tindo I P, Somov B V, in *New Instrumentation for Space Astronomy, Proc. of a Symp. of the 20th Meeting of the COSPAR* (Eds K Van der Hucht, G S Vaiana) (Oxford: Pergamon Press, 1978) p. 131

117. Сомов Б В, Тиндо И П *Космические исследования* **16** 686 (1978); Somov B V, Tindo I P *Cosmic Res.* **16** 555 (1979)
118. Thomas R J, in *Solar Gamma-, X-, and EUV Radiation* (IAU/COSPAR Symp. No. 68, Ed S R Kane) (Dordrecht: Reidel Publ., 1975) p. 25
119. Maran S P, Thomas R J, in *The New Astronomy and Space Science Reader* (Eds J C Brandt, S P Maran) (San Francisco: W H Freeman and Co., 1977) p. 293
120. Житник И А и др., в сб. *Солнечно-земная физика: Результаты экспериментов на спутнике КОРОНАС-Ф* (Под ред. В Д Кузнецова) (М.: Физматлит, 2009) с. 128
121. McConnell M L et al. *Solar Phys.* **210** 125 (2002)
122. McConnell M L et al. *Adv. Space Res.* **34** 462 (2004)
123. Boggs S E, Coburn W, Kalemci E *Astrophys. J.* **638** 1129 (2006)
124. Jeffrey N L S, Saint-Hilaire P, Kontar E P *Astron. Astrophys.* **642** A79 (2020)
125. Duncan N et al. *Proc. SPIE* **9905** 99052Q (2016)
126. Saint-Hilaire P et al., in *AGU Fall Meeting Abstracts* (2019) SH31C-3310
127. Narukage N *Am. Astron. Soc. Meeting Abstracts* **234** 12603 (2019)
128. Waisskopf M C et al. *Proc. SPIE* **9905** 990517 (2016)
129. Produit N et al. *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A* **877** 259 (2018)
130. Kuznetsov V D et al. *Geomagn. Aeron.* **56** 781 (2016)
131. Kotov Yu D et al. *Adv. Space Res.* **58** 635 (2016)

Modern analytic models of acceleration and propagation of electrons in solar flares

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

Lomonosov Moscow State University, Sternberg Astronomical Institute, Universitetskii prosp. 13, 119234 Moscow, Russian Federation
E-mail: ^(a) pgritsyk@gmail.com, ^(b) somov@sai.msu.ru

We review the current state of the kinetic theory of acceleration and propagation of energetic (thermal and nonthermal) electrons during solar flares. The classical models of a thick target, together with their extension to models that take the reverse current effect and the acceleration of electrons in collapsing magnetic traps into account, are discussed in detail. Analytic solutions of the corresponding kinetic equations are found and used to calculate the characteristics of the hard X-ray bremsstrahlung generated by energetic electrons. The results obtained are compared with modern high-precision data from satellite observations of solar flares. The radiation polarization degree is calculated and the prospects for its measurement in future space experiments are discussed.

Keywords: Sun, solar flares, electron acceleration, kinetic equation, collision integral, bremsstrahlung, polarization

PACS numbers: **96.60.**–j, 96.60.Iv, 96.60.qe, 96.60.Tf

Bibliography — 131 references

Received 28 July 2021, revised 20 August 2021

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **193** (5) 465–490 (2023)

Physics – Uspekhi **66** (5) (2023)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.08.039048>

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2021.08.039048>