

Моделирование коронального источника жесткого рентгеновского излучения в турбулентной плазме солнечных вспышек

© Ю.Е. Чариков, А.Н. Шабалин

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия
e-mail: taoastronomer@gmail.com

Поступило в Редакцию 1 февраля 2021 г.
В окончательной редакции 15 марта 2021 г.
Принято к публикации 17 марта 2021 г.

Рассмотрена кинетика электронных пучков, ускоренных в столкновительной плазме солнечных (звездных) вспышек с учетом стационарной ионно-звуковой моды, локализованной в вершине магнитной петли, и магнитных флуктуаций. Астрофизический аспект процесса распространения связан с интерпретацией жесткого рентгеновского излучения в плазме вспышечных петель. Показано, что при плотности плазмы в корональной части вспышечных петель Солнца, не превышающей 10^{10} cm^{-3} , учет дополнительного рассеяния на ионно-звуковой моде с отношением плотности энергии турбулентности к тепловой энергии плазмы $\sim 5 \cdot 10^{-5} - 10^{-3}$ и магнитных флуктуациях с уровнем $5 \cdot 10^{-2}$ не приводит к появлению яркого источника жесткого рентгеновского излучения в корональной части петли в модели изотропного распределения ускоренных электронов. В анизотропном случае при жестком спектре электронов корональный источник, при наличии ионно-звуковой турбулентности, может существовать непродолжительное время после начала генерации турбулентности. И только в случае мягкого спектра ускоренных электронов (показатель степенного спектра > 5) и относительно высокой концентрации плазмы в вершине магнитной петли $> 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ происходит генерация яркого коронального источника на энергиях 25–50 keV вне зависимости от пич-углового распределения ускоренных электронов в источнике. Показано значительное влияние турбулентности на распределение линейной степени поляризации жесткого рентгеновского излучения вдоль петли, приводящее к уменьшению экстремальных значений в корональной части на 5–35%. Интегральные значения поляризации не превышают 10%.

Ключевые слова: турбулентность, кинетика электронных пучков, жесткое рентгеновское излучение, магнитная петля.

DOI: 10.21883/JTF.2021.08.51092.20-21

Введение

Традиционно источники жесткого рентгеновского (ЖР) излучения преимущественно наблюдались в хромосфере, в основаниях магнитных петель [1]. В последние годы на космических аппаратах Yohkoh и RHESSI зарегистрированы источники ЖР излучения с максимумами яркости не только в основаниях, но также над вершиной петли [2] и/или в вершине петли [3–5]. Из-за низкой концентрации плазмы в вершине они менее яркие и потому наблюдаются намного реже при относительно малом динамическом диапазоне рентгеновских и гамма-спектрометров. Заметим, что отношение концентраций плазмы в основаниях и вершине петли может составить 3–4 порядка. Поток ЖР излучения [6] пропорционален концентрации плазмы и количеству ускоренных электронов в локальной области источника. Следовательно, для обеспечения высокой рентгеновской яркости ЖР излучения при реальных значениях концентрации плазмы в вершине магнитных петель высокоэнергичные электроны должны накапливаться в вершине магнитной петли. Причины накопления связаны с механизмами рассеяния и пич-угловым распределением ускоренных электронов [7,8]. В настоящей работе рассматривает-

ся влияние стационарной волновой моды на эффект накопления ускоренных электронов в верхней части магнитной петли во время солнечных вспышек. Рассматривается ионно-звуковая мода, которая возбуждается в плазме магнитной петли возникающим обратным электрическим током при условии неизотермичности температуры электронов и ионов, что выполняется, по крайней мере, на масштабе релаксационного времени. Условием возникновения турбулентности в результате присутствия обратного тока в плазме является превышение скорости дрейфа электронов фоновой плазмы над скоростью ионного звука, когда становится возможным черенковское возбуждение ионно-звуковой турбулентности. Такое превышение зависит от параметров пучка электронов и плазмы петли, т.е. от конкретной модели (см. таблицу) и реализуется с небольшим запаздыванием по отношению к началу инъекции ускоренных электронов (см. ниже). Рассматривается случай слабой турбулентности, плотность энергии которой составляет $10^{-5} - 10^{-3}$ от плотности тепловой энергии $nk_B T_e$ в корональной части петли с генерацией в области сильного индукционного электрического поля, в которой возможно превышение пороговых значений скорости дрейфа

электронов обратного тока. Здесь n и T_e — концентрация и температура плазмы, k_B — постоянная Больцмана. В такой постановке задачи будет оценено влияние стационарной по величине ионно-звуковой турбулентности на распределение ускоренных электронов и источников ЖР излучения с учетом возможной локализации пульсаций, вызванной наличием максимумов в распределении индукционного электрического поля [9,10]. Таким образом, в настоящей работе не рассматривается обратное влияние функции распределения электронов на уровень турбулентности ионно-звуковых волн и возможная зависимость от времени плотности энергии турбулентности. Нестационарными являются времена начала, окончания и области генерации, которые связаны с экстремумами в распределении величины индукционного электрического поля вдоль петли.

1. Коэффициент диффузии ионно-звуковой турбулентности

В кинетическом уравнении (формула 1 в работе [11]) коэффициент, ответственный за угловое рассеяние ускоренных электронов на ионно-звуковых волнах, имеет вид [12] $D^s = D^{tr}/p_e^2 = (v/v_{is})^2 D_l/p_e^2$, где D^{tr} , D_l — поперечная и продольная составляющие коэффициента турбулентной диффузии для ионного звука в изотропной плазме, p_e — импульс электрона, v — скорость электрона, v_{is} — фазовая скорость ионно-звуковых волн, $v_{is}^2 = k_B T_e / m_p$, где m_p — масса протона. Для температуры в корональной части петли $10^6 - 10^7$ К скорость ионного звука $\sim 10^7 - 3 \cdot 10^7$ см/с, т.е. отношение $v/v_{is} \approx 10^3$ для электрона с энергией 30 keV. Согласно [13,14], продольный коэффициент ионно-звуковой турбулентности определяется, как

$$D_l = \frac{15\sqrt{\pi}}{8\sqrt{2}} Z^2 m_e^2 v_{Te}^5 \left(\frac{m_e}{m_i}\right)^{\frac{3}{2}} \frac{T_e}{T_i} k_g v_{Te} \left(\frac{1}{2Ec^2}\right)^{\frac{3}{2}} \times \left[\sqrt{\frac{Q}{Q_*}} + e^{-\sqrt{\frac{Q}{Q_*}}} - 1 \right],$$

где мощность источника плазмонов определяется полной плотностью энергии ионно-звуковых колебаний, T_i — температура ионной компоненты плазмы. В настоящей работе предполагается стационарный по величине уровень ионно-звуковой турбулентности с отношением плотности энергии $W^s/nk_B T_e$ в диапазоне значений $5 \cdot 10^{-5} - 10^{-3}$, что влечет постоянство отношения Q/Q_* , где Q_* — мощность генерации ионного звука в режиме насыщения $Q_*^s = (15/16)k_g v_s n T_e (m_e/m_i)(T_e/T_i)$.

Для соотношения температур $T_i/T_e = 0.1$, $W^s/nk_B T_e = 5 \cdot 10^{-5}$, значение $Q/Q_* = 2 \cdot 10^{-4}$. Волновое число k_g определяет область волновых чисел, для которых генерация плазмонов превосходит их бесстолкновительное поглощение Ландау, т.е. удовлетворяет условию $k_g d_e \approx 0.1$, где d_e — радиус Дебая. Радиус

Дебая в плазме с $T_e = 10^7$ К, $T_i = 10^6$ К и концентрацией плазмы 10^{10} см $^{-3}$ равен $d_e = 0.07$ см. В этом случае затухание ионно-звуковых волн мало ввиду малого количества резонансных ионов.

2. Вспышка SOL2013-05-15T01:45

Рассмотрим результаты ультрафиолетовых (УФ) и ЖР наблюдений с высоким пространственным разрешением. В качестве примера источника ЖР-излучения в вершине петли на рис. 1 показаны изображения вспышки SOL2013-05-15T01:45 класса X1 в УФ излучении в линии 193 Å с наложенными контурами мягкого и жесткого рентгеновского излучения (рис. 1, a). Структура магнитного поля напоминает высокую петлю с каспом и систему более низких магнитных петель в виде аркады. Отчетливо виден источник ЖР излучения в корональной части магнитной структуры. Динамическое отношение потоков из различных боксов показано на рис. 1, c. Боксы для построения данных отношений отмечены на изображении в диапазоне 25–50 keV (рис. 1, b). Локальные источники отмечены цифрами 0, 1, 2.

УФ излучение во время вспышки локализуется в тонких трубках, связанных с магнитным потоком. Поскольку разрешение в рентгеновском диапазоне ниже, чем в УФ диапазоне, локализация рентгеновских источников обнаруживает некоторые боксы, которые локализируются в определенных частях УФ структуры. Бокс 2 ассоциирован нами с областью каспа аркады, расположенного высоко в короне. Яркость коронального ЖР источника на энергиях 12–25 и 25–50 keV в сравнении с яркостью южного (бокс 1) и, отдельно, северного (бокс 0) оснований аркады оценена на рис. 1, c и составляет $> 20\%$ в зависимости от времени и диапазона энергии.

3. Моделирование коронального источника ЖР излучения

Наиболее важный вывод, следующий из подобного анализа для ряда вспышек, зарегистрированных RHESSI, — это наличие источника ЖР излучения в верхних (корональных) частях магнитных петель. Интерпретация ЖР источника в вершине предполагает накопление как ускоренных, так и тепловых электронов в этой части петель. В данном рассмотрении эффектом возможного испарения плазмы в верхнюю часть петли пренебрежем для того, чтобы более отчетливо выявить роль ионно-звуковой моды в локализации ускоренных электронов. Инжекция ускоренных электронов в расчетах производится в вершине петли, в ее корональной части. Поскольку задача кинетики пучка электронов и вспышечной плазмы является многопараметрической, приведем в таблице наборы значений для рассмотренных моделей.

В задаче распространения ускоренных электронов в плазме возникает индукционное электрическое по-

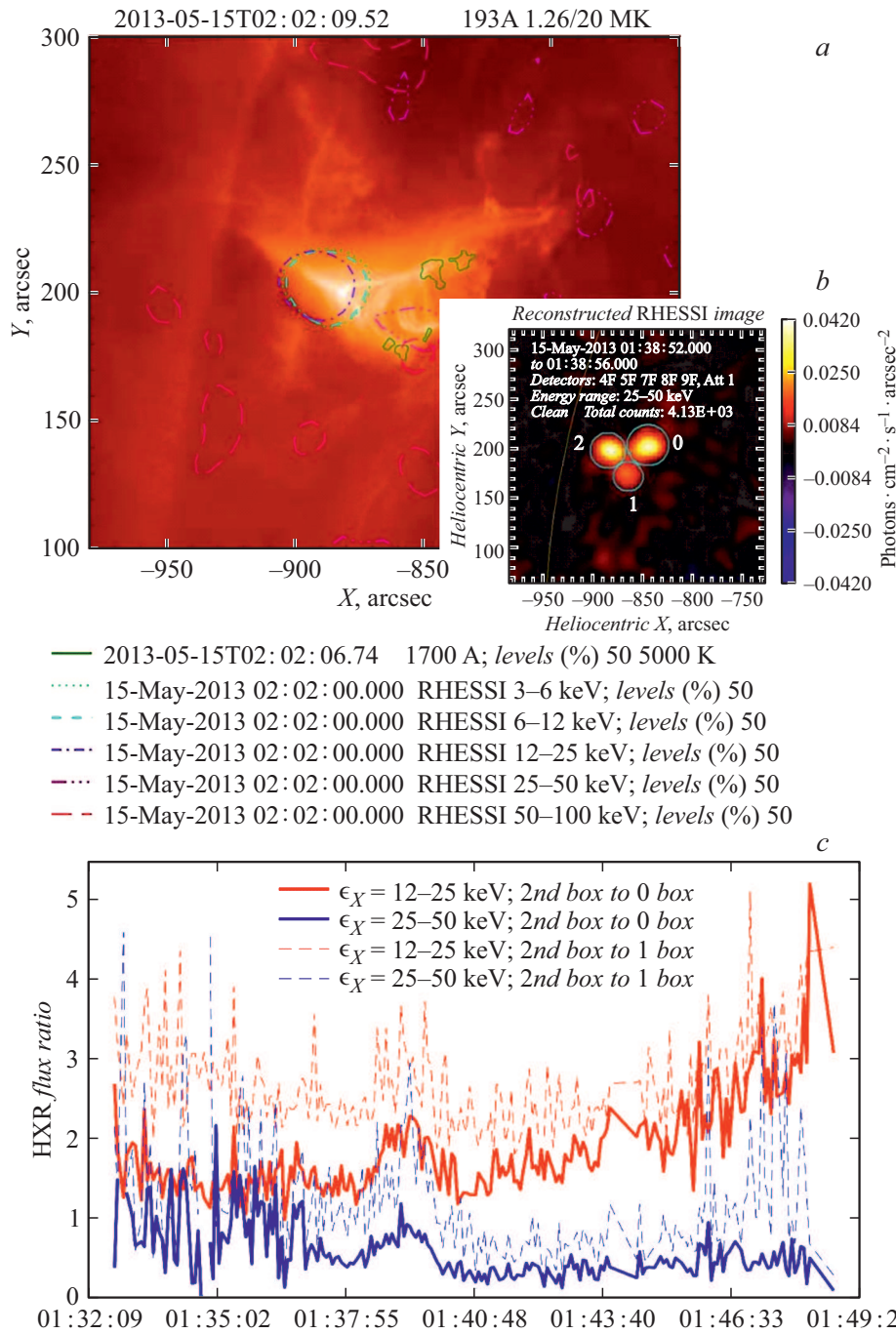


Рис. 1. *a* — изображение вспышки AIA/SDO 193 Å. Подписи к контурным линиям даны в легенде. *b* — анализируемые боксы. *c* — соотношение потоков ЖР излучения в боксе 2 к ЖР излучению в боксе 0 и 1 в двух диапазонах энергий.

ле [15,16]. Метод расчета индукционного электрического поля из условия квазинейтральности по току на основе решения кинетического уравнения Фоккера–Планка подробно рассмотрен в нашей более ранней статье [11]. Расчет индукционного электрического поля показан для одной половины магнитной петли на рис. 2. Отметим, что в верхней части петли $s = (0-0.5) \cdot 10^9$ см возникают области повышенного электрического поля и аномального сопротивления (модели №№ 2, 5, 8, 10, 12 с ионно-звуковой модой),

приводящие к дополнительному угловому рассеянию ускоренных электронов. В анизотропной модели № 10 (черная пунктирная кривая) возникают две близко расположенные области с ионно-звуковой турбулентностью. В зеркальной половине петли распределение абсолютной величины электрического поля аналогично. В моделях без ионно-звуковой турбулентности величина электрического поля в протяженной средней части петли больше, чем в моделях №№ 2, 5, 8, 10, 12. Так как индукционное электрическое по-

Параметры рассмотренных моделей и обозначения кривых для рис. 2–8

Кривая модели на рис. 2–8	№	Питч-угловое распределение	Показатель спектра δ	m	W^{is}	$\delta B/B$ (looptop)	n_0^{LT} , cm^{-3}	p
	1	$S(\alpha) = 1$	3	2	0	0	10^{10}	~ 0
	2	$S(\alpha) = 1$	3	2	10^{-4}	0	10^{10}	~ 0
	3	$S(\alpha) = 1$	3	2	0	$5 \cdot 10^{-2}$	10^{10}	~ 0
	4	$S(\alpha) = 1$	7	2	0	0	10^{10}	0.02
	5	$S(\alpha) = 1$	7	2	10^{-4}	0	10^{10}	-0.02
	6	$S(\alpha) = 1$	7	2	0	$5 \cdot 10^{-2}$	10^{10}	-0.01
	7	$S(\alpha) = 1$	3	2	0	0	$8 \cdot 10^{10}$	~ 0
	8	$S(\alpha) = 1$	3	7	10^{-4}	0	10^{10}	~ 0
	9	$S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$	7	2	0	0	10^{10}	-0.07
	10	$S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$	7	2	10^{-4}	0	10^{10}	-0.02
	11	$S(\alpha) = \cos^{12}(\alpha)$	7	2	0	$5 \cdot 10^{-2}$	10^{10}	-0.06
	12	$S(\alpha) = 1$	3	2	10^{-3}	0	10^{10}	~ 0

Примечание. Обозначения слева направо: порядковый номер модели, тип питч-углового распределения и показатель δ степенного по энергии распределения ускоренных электронов, соотношение максимального значения индукции магнитного поля в основаниях к минимальному в вершине (mirror ratio) m , относительный уровень ионно-звуковой турбулентности $W^{is} = W^s/nk_B T_e$, уровень магнитных флуктуаций $\delta B/B$ в вершине магнитной петли, концентрация плазмы в вершине n_0^{LT} , интегральная по всей петле линейная поляризация p для моделей на рис. 7. Красным цветом обозначены модели без учета турбулентности. Черным цветом — модели с ионно-звуковой турбулентностью с плотностью энергии в области генерации $W^s/nk_B T_e = 10^{-4}$, синим цветом — модели с учетом магнитных флуктуаций, зеленым — модель с повышенным уровнем $W^s/nk_B T_e = 10^{-3}$. Сплошные кривые отвечают изотропным моделям, пунктирные — анизотропным. Квадратные маркеры относятся к моделям с группой параметров $\delta = 3, m = 2$; без маркеров — $\delta = 7, m = 2$; большой квадратный маркер — модель с высоким значением n_0^{LT} ; маркер в виде креста — $\delta = 3, m = 7$. Поток энергии электронов в момент максимума инжекции во всех моделях составляет $10^{11} \text{ erg}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$. Инжекция ускоренных электронов в верхней части петли задана в виде $S(t) = \exp[-(t-t_1)^2/t_0^2]$, где $t_1 = 2.6 \text{ s}, t_0 = 1.4 \text{ s}$.

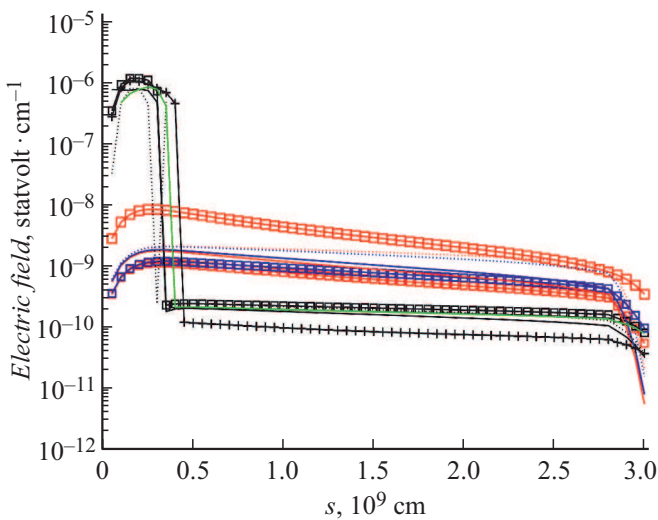


Рис. 2. Распределение индукционного электрического поля вдоль одной половины магнитной петли для моделей, приведенных в таблице, в момент максимума инжекции $t = 2.6 \text{ s}$.

ле также оказывает влияние на питч-угловое распределение быстрых электронов, этот факт оказывается существенным при интерпретации данных моделирования.

Для рассмотренных моделей (см. таблицу) результаты расчета функции распределения вдоль петли для времени максимума потока и для энергии электронов 30 keV представлены на рис. 3. Существенным на рисунке является не только плотность ускоренных электронов в корональной части петли, но также и в

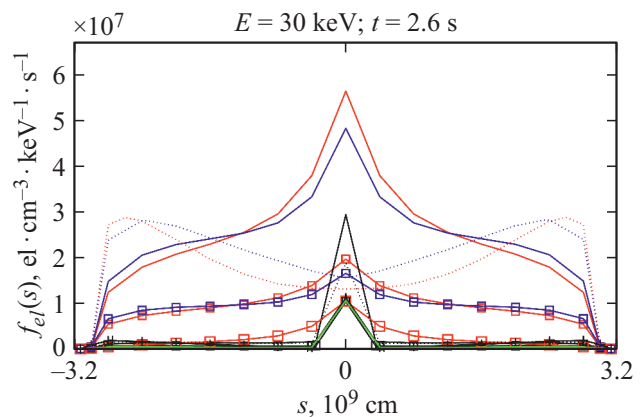


Рис. 3. Функция распределения ускоренных электронов вдоль вспышечной петли для энергии электронов $E = 30 \text{ keV}$, проинтегрированная по питч-углам. Рисунок соответствует времени максимума инжекции. Набор кривых соответствует моделям из таблицы.

основаниях — в крайних точках графика, так как в этих точках плотность плазмы выше на 3–5 порядков и достигает значений 10^{15} cm^{-3} , что определяет поток ЖР излучения из оснований.

Первоначально сравним изотропные модели (№ 1–8 и 12). Кривые для моделей № 4, 6 (красная и синяя кривые (в online версии)) и № 1, 3 (красные и синие квадраты (в online версии)) практически не различаются между собой в фазе максимума, что свидетельствует о незначительном влиянии рассеяния на магнитных флуктуациях с заданным уровнем в этой фазе вспышки. В изотропных моделях №№ 2, 5, 8, 12 (черные и зеленая кривые (в online версии)) распределения электронов обнаруживают пики, локализованные в вершине, но при этом возникают „провалы“ в средней части петли. Этот результат можно объяснить захватом ускоренных электронов в области с ионно-звуковой турбулентностью, а также их частичным перераспределением из средней части петли в вершину. Высокая концентрация плазмы в вершине (модель № 7), наоборот, приводит к более широкому распределению электронов в корональной части петли. В анизотропных моделях №№ 9, 11 при отсутствии ионно-звуковой моды пик в распределении электронов в вершине петли не прослеживается (красные и синие пунктирные кривые (в online версии)), поскольку квазипродольно распределенные электроны ($f \sim \cos^{12} \alpha$) в момент инжекции преимущественно уходят в конус потерь, не успевая эффективно рассеяться на кулоновских соударениях и эффективно отразиться от магнитных зеркал с отношением $m = 2$. В анизотропной модели № 10 с ионно-звуковой турбулентностью (черная пунктирная кривая) распределение ускоренных электронов имеет ярко выраженный максимум в области вершины, в отличие от моделей № 9, 11, подтверждая эффективность процесса рассеяния быстрых электронов на ионно-звуковых плазмонах.

Зависимость функции распределения электронов от питч-угла в корональной части петли представлена на рис. 4. В изотропных моделях № 2, 5, 8, 12 (черные и зеленая кривые (в online версии)) ионно-звуковая турбулентность приводит к формированию более узкого квазипоперечного распределения с максимумом в 90 градусов в сравнении с моделями №№ 1, 3, 4, 6 (красная и синяя кривые (в online версии)) без учета этой моды. Повышенная концентрация в корональной части петли (модель № 7) или присутствие магнитных флуктуаций (модели № 3, 6) в изотропных моделях размывают квазипоперечное распределение. В анизотропной модели (пунктирные кривые) дополнительное рассеяние на ионно-звуковой турбулентности формирует плато в области питч-углов 50–120 градусов (модель № 10) в сравнении с анизотропной моделью без турбулентности № 9 и моделью с магнитными флуктуациями № 11.

Зависимость функции распределения электронов от питч-угла в „правом“ основании петли дана на рис. 5. Питч-углы < 90 градусов отвечают электронам, которые распространяются в направлении атмосферы Солнца.

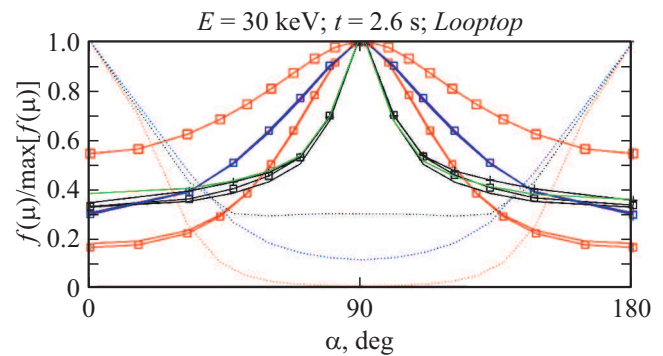


Рис. 4. Питч-угловая ($\mu = \cos(\alpha)$) зависимость дифференциальной по энергии функции распределения электронов, проинтегрированной по области петли в вершине $s = (-1.5-1.5) \cdot 10^9 \text{ cm}$. Рисунок соответствует времени максимума инжекции. Подписи к кривым даны в таблице.

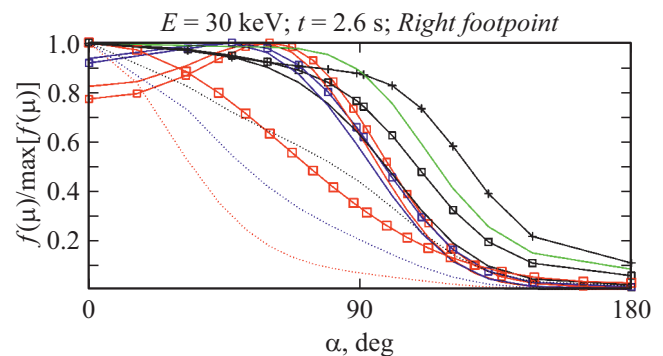


Рис. 5. Питч-угловая ($\mu = \cos(\alpha)$) зависимость дифференциальной по энергии функции распределения электронов, проинтегрированной по области петли в основании $s = (2-3) \cdot 10^9 \text{ cm}$. Рисунок соответствует времени максимума инжекции. Подписи к кривым даны в таблице.

Наиболее квазипродольные распределения соответствуют анизотропным моделям № 9–11 (пунктирные кривые) и изотропной модели с высокой концентрацией плазмы в вершине № 7. Наиболее квазипоперечные распределения в основаниях петли обнаруживаются у всех изотропных моделей, особенно в модели с высоким градиентом магнитного поля № 8.

Интенсивность рентгеновского излучения рассчитывается согласно формулам релятивистского тормозного излучения [6] электрона при торможении в электрическом поле протона. Свертка функции распределения ускоренных электронов с сечением тормозного рассеяния для различных моделей определяет поток ЖР излучения. На рис. 6 приведены распределения ЖР излучения для угла наблюдения 90 градусов (лимбовые события) в области энергий 29–58 keV. Заметим, что кривые ЖР излучения по характеру подобны кривым распределения функции распределения ускоренных электронов, приведенным на рис. 3. В изотропных моделях №№ 2, 5, 8, 12 (черная и зеленая кривые (в online

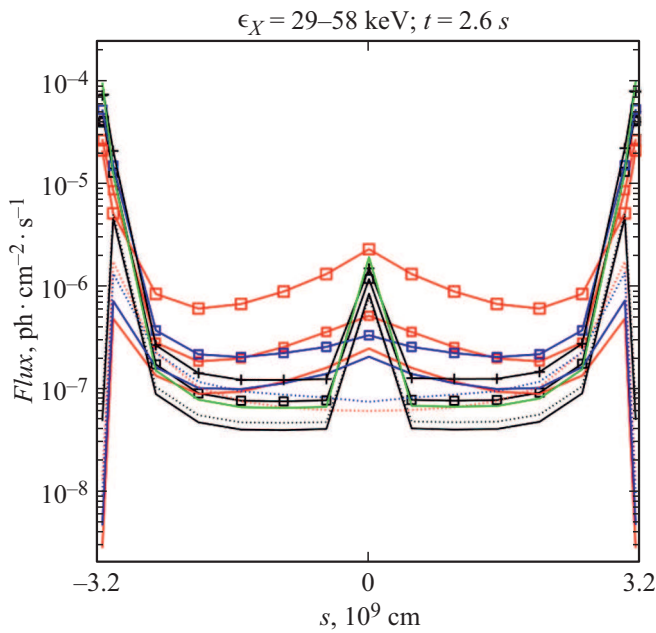


Рис. 6. Проинтегрированное по сечению магнитной петли распределение ЖР излучения вдоль петли. Угол наблюдения 90 градусов. Рисунок соответствует времени максимума инжекции. Подписи к кривым даны в таблице.

версии)) и в анизотропной модели № 10 (черная пунктирная кривая) с ионно-звуковой турбулентностью обнаруживаются компактные области ЖР излучения в вершине петли. Повышенная концентрация плазмы в петле также приводит к яркой более протяженной области излучения в вершине и к менее ярким основаниям (модель № 7).

На рис. 7, *a* представлены кривые соотношения ЖР излучения в вершине к сумме ЖР излучения в вершине и двух основаниях, т.е. фактически вклад излучения из вершины в общее излучение вспыхивающей петли. Рассмотрим модели с ионно- звуковой турбулентностью (черные кривые). Ввиду различных распределений ускоренных электронов по питч-углу и энергии в рассмотренных моделях (см. таблицу), динамика индукционного электрического поля различается. В результате, в небольших пределах отличается время и область пространства, при которых происходит генерация ионно-звуковой турбулентности. На рис. 7, *b* приведен пример изменения индукционного электрического поля во времени и пространстве для модели № 2. Генерация турбулентности в изотропной модели № 2 началась примерно в момент времени $t \sim 1$ s. В случае анизотропной модели № 10 и изотропной модели № 5 с мягким спектром $\delta = 7$ — немного раньше, в момент $t \sim 0.8$ s, а в случае модели № 8 с параметром $m = 7$ — немного позже, в момент $t \sim 1.2$ s. В это время кривые относительного вклада ЖР излучения из вершины испытывают резкое изменение — падение в случае изотропных моделей №№ 2, 5, 8, 12, что свидетельствует об эффективном

рассеянии ускоренных электронов в области генерации ионного звука и росту в случае анизотропной модели № 10. Последнее связано также с эффективным рассеянием электронов, но поскольку в этой модели распределение электронов по питч-углам изначально преимущественно квазипродольное, дополнительное рассеяние приводит к эффективному захвату электронов в первые ~ 0.2 s от момента начала генерации ионно-звуковой турбулентности. В дальнейшем доля ЖР излучения из вершины после стремительного роста также стремительно уменьшается в момент времени $t \sim 1.1$ s. Это вызвано более сложной картиной захвата и рассеяния электронов — после первоначального захвата электронов и формирования квазипоперечного распределения электроны продолжают рассеиваться на турбулентности, что, в конечном счете, приводит к их „вымыванию“ из области вершины. Кроме того, в данной модели (№ 10) возникают две близкорасположенные области с ионно-звуковой турбулентностью (рис. 2), что дополнительно усложняет картину распространения электронов. В другой половине петли происходит симметричное раздвоение

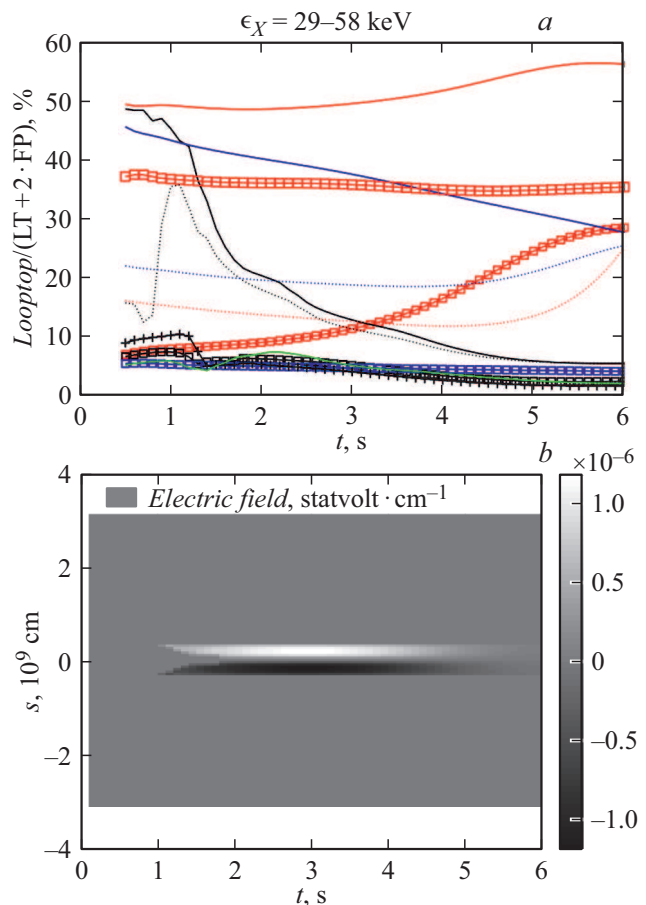


Рис. 7. *a* — зависимость от времени соотношения ЖР излучения в вершине к сумме ЖР излучения в вершине и двух основаниях. Поток в вершине получен интегрированием по корональной части петли $(-1.5-1.5) \cdot 10^9$ см. *b* — распределение индукционного электрического поля во времени и пространстве для модели № 2.

области с ионно-звуковой турбулентностью. Обратим внимание, что наиболее высокую яркость вершины (доля более 30%) обеспечивают изотропные модели с мягким энергетическим спектром ускоренных электронов $\delta = 7$ (модели №№ 4–6), анизотропная модель с ионно-звуковой турбулентностью (модель № 10), а также модель с высокой концентрацией плазмы в вершине (модель № 7). Таким образом, области с ионно-звуковой турбулентностью и в меньшей степени магнитные флуктуации в изотропных моделях, наоборот, приводят к уменьшению яркости вершины (см. черные кривые). Компактные области ЖР излучения, обнаруживаемые на рис. 6 в моделях с ионно-звуковой турбулентностью, имеют малую меру эмиссии и с наблюдательной точки зрения, при анализе вспышки на диске, вряд ли могут быть обнаружены вследствие малого динамического диапазона существующих на сегодняшний день спектрометров с пространственным разрешением. Например, сравним долю ЖР излучения из вершины на рис. 7 в моделях № 1 и 2 (красные и черные квадраты (в online версии)). В момент времени $t = 2.6$ s, соответствующий моменту времени для распределений ЖР излучения на рис. 6, доля ЖР излучения в модели без турбулентности составляет $\sim 10\%$ (рис. 7), а в модели с ионно-звуковой турбулентностью — около 5%. До $t \sim 1$ s яркость вершины в этих моделях совпадает, так как ионно-звуковая турбулентность начала генерироваться после $t \sim 1$ s. Еще более наглядным примером являются изотропные модели № 4 и 5. В момент времени $t \sim 2.6$ s в модели с ионно-звуковой турбулентностью доля ЖР излучения из вершины составляет $\sim 15\%$ (черная сплошная кривая) против $\sim 50\%$ (красная сплошная кривая (в online версии)) в модели без турбулентности. На спектрометрах с пространственным разрешением более 10–20 угловых секунд даже в случае, если бы динамического диапазона было достаточно для наблюдения источника с яркостью на уровне 5% от интегрального излучения, компактная область, например, такая, как в модели № 2 (рис. 6) будет слабо отличимой от более диффузного коронального источника в модели № 1. Таким образом, по яркости и локализации излучения из вершины в ЖР диапазоне 25–50 keV различить изотропные модели с ионно-звуковой турбулентностью и без турбулентности не представляется возможным. Усиленный захват электронов вследствие высокого градиента магнитного поля (модель № 8) не приводит к существенному росту яркости вершины, как и более высокий уровень ионно-звуковой турбулентности $W^s/nk_B T_e = 10^{-3}$ (модель № 12, зеленая кривая (в online версии)). В изотропных моделях с жестким спектром электронов $\delta = 3$ (№ 1–3) вне зависимости от присутствия магнитных флуктуаций или ионно-звуковой турбулентности доля ЖР излучения из вершины составляет менее 10%. Примечательно, что яркость ЖР излучения из вершины петли оказывается больше в анизотропных моделях с мягким энергетическим спектром ускоренных электронов $\delta = 7$ и/или с турбулентностью (модели № 9–11,

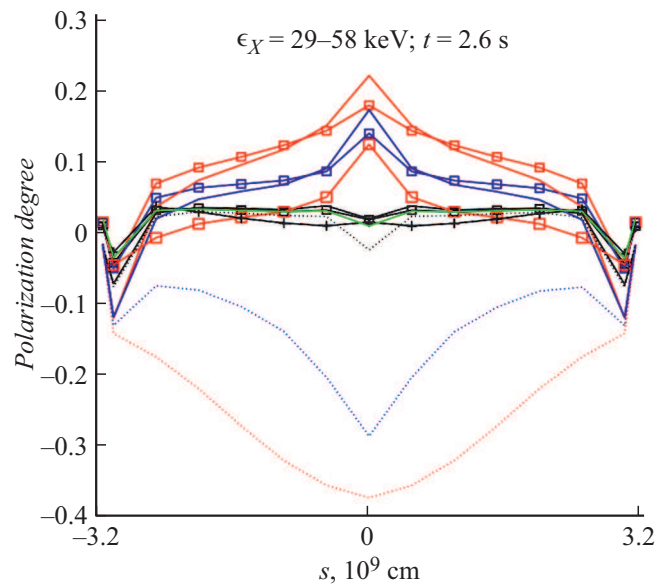


Рис. 8. Распределение линейной степени поляризации ЖР излучения вдоль петли. Угол наблюдения 90 градусов. Рисунок соответствует времени максимума инжекции. Подписи к кривым даны в таблице.

пунктирная кривая). Захвату электронов в данных моделях способствует как кулоновское рассеяние, так и рассеяние индукционным электрическим полем.

Распределение линейной степени поляризации ЖР излучения вдоль петли в диапазоне энергий 29–58 keV дано на рис. 8. Как видно, в моделях с ионно-звуковой турбулентностью степень поляризации в вершине близка к нулю (черные и зеленая кривые (в online версии)). В моделях без турбулентности пиковые значения достигают величин $\sim +22\%$ и $\sim -36\%$ в изотропной (модель № 4) и анизотропной моделях (№ 9) соответственно. В обоих случаях спектр электронов мягкий с показателем спектра $\delta = 7$. Так как на данный момент времени отсутствуют приборы, способные измерять степень поляризации в ЖР диапазоне с высоким пространственным разрешением, необходимо привести интегральные значения степени поляризации, которые даны в правой колонке таблицы. В этом случае в модели № 4 степень поляризации уменьшается до значения $+2\%$, а в модели № 9 — до значения -7% .

Заключение

Результаты численных расчетов позволяют заключить, что присутствие дополнительных к кулоновскому механизмов рассеяния ускоренных электронов в ограниченной области корональной части магнитной петли не всегда приводит к возникновению яркого источника ЖР излучения в вершине. Исключением является случай с анизотропной инжекцией на начальном этапе, когда эффективность накопления электронов за счет захвата

квазипродольных электронов в магнитной петле в результате дополнительного рассеяния превышает эффективность рассеяния квазиоперечных, ранее захваченных, электронов. Не столь важным оказывается и высокий градиент магнитного поля. Кулоновский механизм рассеяния в изотропных моделях в сочетании с мягким степенным спектром электронов с показателем $\delta \gtrsim 6$ и/или относительно высокой концентрацией плазмы в вершине петли с $n_0^{LT} \gtrsim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ оказывается весьма эффективным при генерации корональных источников ЖР излучения. Особенно ярко это проявляется на фазе спада, когда уже нельзя пренебрегать эффектом испарения плазмы из хромосферы [17]. Если же энергетический спектр электронов жесткий с $\delta = 3$, то вне зависимости от присутствия турбулентности доля ЖР излучения из вершины составляет менее 10% от интегральной. Так же отметим, что яркость ЖР излучения из вершины петли в анизотропной модели с мягким энергетическим спектром ускоренных электронов $\delta = 7$ (модель № 9, пунктирная кривая) оказывается выше, чем в изотропной модели № 1 с жестким энергетическим спектром с $\delta = 3$, что ранее также было показано в работе с учетом только кулоновского рассеяния [18], т. е. в случае мягкого спектра, рассеяние электронов при кулоновских соударениях и на индукционном электрическом поле оказывается очень эффективным. Отметим, что во всех моделях с локализованной ионно-звуковой турбулентностью возникает характерный компактный источник ЖР излучения в вершине. При сравнении моделей с ионно-звуковой турбулентностью и без турбулентности можно заключить, что перераспределение ускоренных электронов в петле, в результате рассеяния на турбулентности и под влиянием повышенного индукционного электрического поля в областях с аномальным сопротивлением, приводит к уменьшению как пространственных размеров коронального источника, так и его яркости. Вывод справедлив для потоков, полученных интегрированием по корональной части петли $(-1.5-1.5) \cdot 10^9 \text{ cm}$. Превышение яркости вершины в моделях с турбулентностью в сравнении с моделями без турбулентности происходит в очень узкой области вблизи координаты $s \sim 0 \text{ cm}$. Пространственное разрешение существующих спектрометров не достаточно для уверенной диагностики и разделения изотропных моделей с турбулентностью и без турбулентности по данному признаку. Экстремальные значения линейной степени поляризации ЖР излучения вдоль петли на энергиях 29–58 keV в присутствии турбулентности уменьшаются на $\sim 5-35\%$. Интегральные значения поляризации от всей магнитной петли, даже без дополнительного рассеяния электронов, не превышают по модулю 10%. Наблюдения линейной поляризации ЖР излучения более 10% возможны только для корональных источников, что, как правило, означает регистрацию излучения от залимбовых событий.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Saint-Hilaire, S. Krucker, R.P. Lin. *Sol. Phys.*, **250** (1), 53 (2011). DOI: 10.1007/s11207-008-9193-9
- [2] S. Masuda, T. Kosugi, H. Hara, S. Tsuneta, Y. Ogawara. *Nature*, **371**, 495 (1994). DOI: 10.1038/371495a0
- [3] S. Masuda, T. Kosugi, H. Hara, T. Sakao, K. Shibata, S. Tsuneta. *Publ. Astron. Soc. Jpn.*, **47** (5), 677 (1995).
- [4] M. Tomczak, T. Ciborski. *Astron. Astrophys.*, **461**, 315 (2007). DOI: 10.1051/0004-6361:20066115
- [5] Y.W. Jiang, S. Liu, W. Liu, V. Petrosian. *Astrophys. J.*, **638** (2), 1140 (2005). DOI: 10.1086/498863
- [6] T. Bai, R. Ramaty. *Astrophys. J.*, **219**, 705 (1978). DOI: 10.1086/155830
- [7] E.P. Kontar, N.H. Bian, A.G. Emslie, N. Vilmer. *Astrophys. J.*, **780**, 176 (2014). DOI: 10.1088/0004-637X/780/2/176
- [8] V.F. Melnikov, Y.E. Charikov, I.V. Kudryavtsev. *Geomagn. Aeron.*, **55** (7), 983 (2015). DOI: 10.1134/S0016793215070130
- [9] T.D. Arber, V.F. Melnikov. *Astrophys. J.*, **690** (1), 238 (2009). DOI: 10.1088/0004-637X/690/1/238
- [10] J.C. Brown, D.B. Melrose, D.S. Spicer. *Astrophys. J.*, **228**, 592 (1979). DOI: 10.1086/156883
- [11] Y.E. Charikov, A.N. Shabalin. *Geomagn. Aeron.*, **56** (8), 1068 (2016). DOI: 10.1134/S0016793216080041
- [12] В.Н. Цытович. *Нелинейные эффекты в плазме* (Наука, М., 1967)
- [13] В.Н. Цытович. *Теория турбулентной плазмы* (Атомиздат, М., 1971)
- [14] И.В. Кудрявцев, Ю.Е. Чариков. *Астроном. журн.*, **68** (4–6), 825 (1991).
- [15] H.L. Rowland, L. Vlahos. *Astron. Astrophys.*, **142** (2), 219 (1985).
- [16] G.H.J. van den Oord. *Astron. Astrophys.*, **234** (1–2), 496 (1990).
- [17] J.C. Allred, S.L. Hawley, W.P. Abbett, M. Carlsson. *Astrophys. J.*, **630** (1), 573 (2005). DOI: 10.1086/431751
- [18] V.F. Melnikov, Y.E. Charikov, I.V. Kudryavtsev. *Geomagn. Aeron.*, **53** (7), 863 (2013). DOI: 10.1134/S0016793213070153