

ТЕМПЕРАТУРА СТОЛКНОВИТЕЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ И БЕТАТРОННОЕ УСКОРЕНИЕ КВАЗИТЕПЛОВЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШКАХ

© 2023 г. Ю. Т. Цап^{1*}, В. Ф. Мельников²

¹Крымская астрофизическая обсерватория РАН, пос. Научный, Крым, Россия

²Главная (Пулковская) астрономическая обсерватория РАН, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 23.01.2023 г.

После доработки 27.04.2023 г.; принята к публикации 27.04.2023 г.

На основе модели коллапсирующей магнитной ловушки рассмотрено влияние температуры максвелловской вспышечной плазмы на эффективность бетатронного ускорения квазитепловых быстрых электронов в области каспа корональных петель. Показано, что увеличение температуры приводит к резкому росту (на 6–8 порядков) числа квазитепловых электронов, способных преодолеть “барьер кулоновских потерь”. Это предполагает необходимость преднагрева фоновой плазмы в области каспа до $\gtrsim 10$ МК, за которое может отвечать бетатронный механизм. Обсуждается связь между импульсной фазой вспышечного энерговыделения и рентгеновскими предвестниками солнечных вспышек.

Ключевые слова: Солнце, вспышки, ускорение электронов.

DOI: 10.31857/S0320010823040058, **EDN:** CVIPJZ

ВВЕДЕНИЕ

Проблема ускорения электронов в солнечных вспышках, на долю которых приходится значительная, если не бóльшая, доля их энергии (Ашванден и др., 2016), остается одной из наиболее актуальных проблем современной гелиофизики. Это объясняется тем, что вопрос о механизме эффективной трансформации энергии магнитного поля в энергию ускоренных заряженных частиц все еще далек от своего разрешения (Миллер и др., 1997; Лиу, Джокипии, 2021). В значительной степени это связано с высокой электрической проводимостью плазмы, предполагающей необходимость генерации электрических полей либо на малых масштабах (токовые слои, турбулентные пульсации), либо вследствие увеличения электрического сопротивления, обусловленного, например, столкновениями ионов с нейтралами (Степанов, Зайцев, 2018). Отметим также, что оба этих подхода могут дополнять друг друга (Миллер и др., 1997; Цап, 2000).

Среди различных механизмов ускорения заряженных частиц особое место занимает так называемый бетатронный механизм. Впервые он был предложен Сванном (1933), связавшим происхождение космических лучей с индуцированными

электрическими полями магнитного поля звездных пятен (см. также Риддифорд, Батлер, 1952). В свете современных солнечных приложений интерес к бетатронному механизму в значительной мере обусловлен популярностью модели ускорения электронов в коллапсирующей магнитной ловушке, образуемой в области каспа вспышечных корональных петель (Сомов, Косуги, 1997; Ковалев, Сомов, 2003; Сомов, Богачев, 2003; Карлицкий, Косуги, 2004; Карлицкий, Барта, 2006; Богачев, Сомов, 2005; 2009; Филатов и др., 2013; Грищук, Сомов, 2018). Суть ее заключается в том (наглядный схематический рисунок модели можно найти в статье Богачева и Сомова, 2005), что вследствие пересоединения магнитных силовых линий формируется магнитная ловушка, в которую впрыскиваются (инжектируются) из вышележащего токового слоя ускоренные или нагретые до температуры $T \gtrsim 10^8$ К электроны. Коллапс (“схлопывание”) магнитной ловушки сопровождается значительным (в десятки-сотни раз) ростом магнитного поля и дальнейшим ускорением электронов вплоть до релятивистских энергий посредством бетатронного механизма, а также механизма Ферми. При этом нельзя также исключить важную роль ударных волн типа *termination shocks* (Гуо, Джаикалоне, 2012; Чен и др., 2015; Конг и др., 2019).

*Электронный адрес: yur_crao@mail.ru

Эффективная диссипация магнитного поля в токовом слое возможна лишь в том случае, если его толщина едва ли заметно превышает 10^4 см (Литвиненко, 1996; Вуд, Ньюкирк 2005). Между тем, как нетрудно показать (Миллер и др., 1997; Цап, 2000), для обеспечения наблюдаемых потоков жесткого рентгеновского излучения должны быть ускорены не только все электроны токового слоя, но и быстрые квазитепловые частицы фоновой компоненты плазмы в области каспа, скорость которых v не более чем в 2–3 раза превышает тепловую $v_{Te} = \sqrt{2kT/m_e}$, где k — постоянная Больцмана и m_e — масса электрона. Отсюда возникает необходимость детального исследования влияния кулоновских потерь на ускорение низкоэнергичных квазитепловых электронов с энергией $W \lesssim 10$ кэВ бетатронным механизмом, поскольку он является более продуктивным по сравнению с механизмом Ферми в рамках модели коллапсирующей магнитной ловушки (Карлицкий, Косуги, 2004; Филатов и др., 2013). По сути, задача сводится к анализу порогового значения энергии частицы (“барьера кулоновских потерь”), начиная с которой электрон может переходить в режим непрерывного ускорения. Ранее эта проблема уже рассматривалась некоторыми авторами применительно к солнечным вспышкам, но в несколько ином контексте (Корчак, 1980; Гамильтон, Петросян, 1992).

В рамках модели коллапсирующей магнитной ловушки к настоящему времени получены следующие оценки пороговых значений энергии электронов, выше которых возможно ускорение. Согласно Богачеву и Сомову (2009), если характерное время “схлопывания” магнитной ловушки $\tau_B < 10$ с и концентрация фоновой плазмы $n < 10^9$ см $^{-3}$, то влиянием кулоновских столкновений можно пренебречь для электронов с $W > 10$ кэВ. Если же $\tau_B > 100$ с, то из-за столкновений ускорение низкоэнергичных электронов становится невозможным. В свою очередь, как показали расчеты, выполненные методом Монте-Карло (Карлицкий, Косуги, 2004), в случае коллапсирующей магнитной ловушки с $\tau_B = 4$ с и концентрацией фоновых электронов $n_e = 10^{10}$ см $^{-3}$ ускорение электронов возможно, начиная с $W > 5$ кэВ. Филатов и др. (2013) для описания взаимодействия инжектируемых электронов с фоновой плазмой использовали более общий подход, решая нестационарное уравнение Фоккера–Планка в неоднородной по магнитному полю корональной петле с учетом не только торможения электронов, но и их “высыпания” в конус потерь из-за рассеяния на частицах фоновой плазмы. Ими было показано, что если время коллапса составляет $\tau_B > 15$ с, то даже при концентрации плазмы $n = 5 \times 10^9$ см $^{-3}$ ускорение электронов возможно лишь для частиц с

энергией $W > 300$ кэВ. Для больших значений n и τ_B пороговая энергия только увеличивается из-за кулоновских потерь.

Следует отметить, что в цитируемых выше работах для описания кулоновских потерь энергии и рассеяния инжектируемых в магнитную ловушку электронов авторы не учитывали тепловое движение частиц фоновой максвелловской плазмы. Кроме того, в последнее время появились указания, что нагрев плазмы до высоких ($\sim 10^7$ К) температур предшествует импульсной фазе вспышечного энерговыделения (Хадсон и др., 2021). Откуда возникает необходимость более детального изучения влияния температуры плазмы на кулоновские потери быстрых квазитепловых электронов в коллапсирующей магнитной ловушке.

ОСОБЕННОСТИ БЕТАТРОННОГО УСКОРЕНИЯ И ВСПЫШЕЧНОЕ ЭНЕРГОВЫДЕЛЕНИЕ

Прежде чем проводить дальнейшие исследования, рассмотрим более обстоятельно механизм бетатронного ускорения, ограничившись нерелятивистским случаем.

Из уравнения движения электрона

$$m_e \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} = e \mathbf{E}_0,$$

заряда e в электрическом поле

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{E}_s + \mathbf{E} = -\nabla\Phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

где электростатическое и индуцированное поле выражаются через электрический (Φ) и магнитный (\mathbf{A}) потенциалы следующим образом

$$\mathbf{E}_s = -\nabla\Phi, \quad \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t},$$

для скорости изменения кинетической энергии $W = m_e v^2/2$ имеем

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -e\mathbf{v} \left(\nabla\Phi + \frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \right). \quad (1)$$

Второй член в правой части уравнения (1) описывает, в частности, так называемое бетатронное ускорение вихревым индукционным электрическим полем, суть которого состоит в следующем.

Как известно, в бесстолкновительной плазме под действием электрического и магнитного полей происходит гировращение электрона по ларморовским орбитам радиуса r_L и его медленный дрейф на масштабах $\gg r_L$. Поскольку направление крупномасштабного дрейфа перпендикулярно направлению электрического поля, то последнее едва ли может приводить к эффективному ускорению (Цап и др., 2022). Между тем в случае роста магнитного

поля на вращающиеся электроны в направлении их кругового движения будет действовать перпендикулярное магнитному полю \mathbf{B} вихревое индуцированное электрическое поле \mathbf{E}_\perp , которое и приводит к бетатронному ускорению заряженных частиц.

Оценим значение \mathbf{E}_\perp в условиях солнечных вспышек, исходя из модели коллапсирующей магнитной ловушки.

Если электрон в магнитном поле \mathbf{B} двигается по круговой орбите, а изменения \mathbf{B} происходят на характерных масштабах, существенно превышающих ларморовский радиус

$$r_L = \frac{v_\perp}{\omega_B} = \frac{m_e c v_\perp}{e B} \approx 5.69 \times 10^{-8} \frac{v_\perp}{B} \text{ [см]}, \quad (2)$$

то, интегрируя уравнение Фарадея

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t},$$

по элементу площади ларморовской орбиты электрона

$$\int_0^{r_L} \frac{\partial}{\partial r'} (r' E_\perp) dr' = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \int_0^{r_L} r' dr',$$

для поперечного индуцированного электрического поля с учетом (2) находим

$$\begin{aligned} |E_\perp| &\approx \frac{r_L}{2c} \frac{\partial B}{\partial t} \approx \frac{r_L}{2c} \frac{B}{\tau_B} = \frac{m_e v_\perp}{2e \tau_B} \approx \\ &\approx 9.5 \times 10^{-19} \frac{v_\perp}{\tau_B} \text{ [стат В/см]}, \end{aligned} \quad (3)$$

где характерное время изменения магнитного поля (коллапаса ловушки)

$$\tau_B = B \left(\frac{\partial B}{\partial t} \right)^{-1}, \quad (4)$$

$\omega_B = eB/(m_e c) = 1.76 \times 10^7 B \text{ [с}^{-1}\text{]}$ — гирочастота электрона (магнитное поле B выражено в гаусах). В частности, полагая в (2) поперечную скорость $v_\perp = (3-10) \times 10^9 \text{ см/с}$ ($W_\perp = 3-30 \text{ кэВ}$), $B = 100 \text{ Гс}$, получим ларморовский радиус $r_L = 2-6 \text{ см}$. В свою очередь, положив $v_\perp = (3-10) \times 10^9 \text{ см/с}$ и $\tau_B = 1.5-15 \text{ с}$, из (3) получим $|E_\perp| = (0.2-6) \times 10^{-9} \text{ стат В/см}$. Найденное значение меньше или сравнимо с полем Драйсера, которое равно (Драйсер, 1959; Ашванден, 2004)

$$E_D = \frac{e}{r_{De}^2} \ln \Lambda \approx 2 \times 10^{-10} \frac{n_e}{T} \text{ [стат В/см]}. \quad (5)$$

Здесь $r_{De} \approx 6.65 \sqrt{T \text{ [К]}/n_e \text{ [см}^{-3}\text{]}}$ см — дебаевский радиус электронов, а кулоновский логарифм для электрон-электронных столкновений (Голант и др., 1977)

$$\Lambda_e \approx 24 + \ln T - 0.5 \ln n_e,$$

где равновесная температура T и концентрация n_e выражены соответственно в эВ и см^{-3} . Действительно, полагая $T = 10^6 - 10^7 \text{ К}$ и $n_e = 10^9 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, из (5) получим характерное для вспышечной корональной плазмы значение $E_D \approx 10^{-6} - 10^{-8} \text{ стат В/см}$, (см. также Цап, Копылова, 2017; Флейшман и др., 2022). Поэтому в случае реализации бетатронного механизма ускорения в солнечных вспышках вихревое электрическое поле E_\perp , ввиду малости радиуса r_L , оказывается сопоставимым или меньше E_D . Это предполагает важную роль кулоновских столкновений.

Теперь оценим темп увеличения поперечной энергии электрона, воспользовавшись следующими простыми соображениями. Если период гировращения электрона $T_L = 2\pi m_e c/(eB)$ гораздо меньше характерного времени роста магнитного поля, связанного, например, с коллапсом магнитной ловушки τ_B , то с учетом (3) темп увеличения поперечной энергии

$$\begin{aligned} \frac{\partial W_\perp}{\partial t} &\approx \frac{e}{T_L} \int_0^{T_L} v_\perp E_\perp dt = \frac{m_e v_\perp^2}{2B} \frac{\partial B}{\partial t} = \\ &= \frac{W_\perp}{B} \frac{\partial B}{\partial t} = \mu \frac{\partial B}{\partial t}, \end{aligned} \quad (6)$$

где магнитный момент $\mu = m_e v_\perp^2/2B = W_\perp/B$. В формуле (6) также обращает на себя внимание то, что характерное время бетатронного ускорения

$$\tau = W_\perp \left(\frac{\partial W_\perp}{\partial t} \right)^{-1} \quad (7)$$

и время роста магнитного поля (“схлопывания” магнитной ловушки) τ_B совпадают.

В пренебрежении потерями энергии и рассеяния электронов с помощью формулы (6) можно оценить их эффективность ускорения в области каспа вспышечной петли следующим образом. Вследствие пересоединения магнитных силовых линий и дальнейшего их “сжатия” магнитное поле может вырасти в токовом слое от $\sim 10 \text{ Гс}$ до значения на границе “стационарной” корональной петли $\sim 100 \text{ Гс}$, поэтому энергия электронов при условии сохранения магнитного момента μ увеличится лишь на порядок. Быстрые частицы с начальной энергией 10 кэВ достигнут $W \approx 100 \text{ кэВ}$ за характерное время коллапса магнитной ловушки $\tau_B \approx L/v_A = 1.5-15 \text{ с}$, если принять размер области ускорения (каспа) корональных петель $L = 3 \times (10^8 - 10^9) \text{ см}$ и характерную альфвеновскую скорость $v_A = 2.2 \times B_{\text{ch}}/\sqrt{n_p} = 2 \times 10^8 \text{ см/с}$, где мы положили концентрацию протонов $n_p = n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$, а среднюю напряженность магнитного поля $B_{\text{ch}} = 30 \text{ Гс}$.

Описанная выше модель ускорения электронов предполагает, что длина их свободного пробега $l_e \gg r_L$, и они замагничены, т.е. $\omega_{Be}\tau_e \gg 1$, где $\tau_e = l_e/v$. Однако она не учитывает конечное время коллапса, которое может быть больше τ_e , а также рассеяние электронов по питч-углам из-за кулоновских столкновений и взаимодействия их с турбулентными пульсациями. Это может приводить, с одной стороны, к повышенной скорости выхода электронов из области бетатронного ускорения (Филатов и др., 2013; Филатов, Мельников, 2017) и соответственно к понижению эффективности ускорения, а с другой, при определенных условиях, — к их запираанию в корональной ловушке и увеличению эффективности ускорения (Степанов, Цап, 1999, 2002; Мельников, Филатов, 2021). Роль обоих процессов более детально мы рассмотрим ниже.

КУЛОНОВСКИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ

Предположим, следуя Богачеву и Сомову (2009), что содержащиеся в магнитной ловушке электроны можно разделить на две популяции: 1) электроны основной группы с максвелловской функцией распределения; 2) быстрые электроны со скоростью $v \gtrsim 2v_{Te}$.

Темп уменьшения энергии нерелятивистского электрона (пробной частицы) вследствие его взаимодействия с электронной компонентой фоновой максвелловской плазмы (потерями энергии из-за столкновений с протонами массы m_p пренебрегаем, поскольку $m_e/m_p \ll 1$), положив $x_e = v/v_{Te}$, можно представить следующим образом (Трубников, 1963; Лонгмайр, 1973):

$$\begin{aligned} \frac{\partial W}{\partial t} &= -\frac{4\pi e^4}{m_e v} n_e \Lambda_e \times \\ &\times \left[\Phi(x_e) - \frac{4}{\sqrt{\pi}} x_e \exp(-x_e^2) \right], \\ \Phi(x_e) &= \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_e} e^{-y^2} dy. \end{aligned} \quad (8)$$

Отметим, что в асимптотике, когда $x_e \gg 1$, значение $\Phi(x_e) \approx 1$, поэтому вместо (8) получим часто используемое многими авторами выражение (см., например, Эмсли, 1983)

$$\frac{\partial W}{\partial t} = -\frac{4\pi e^4}{m_e v} n_e \Lambda_e. \quad (9)$$

В частности, полагая характерное время потерь энергии

$$\tau_l = -W \left(\frac{\partial W}{\partial t} \right)^{-1}, \quad (10)$$

из (9) получим

$$\tau_l \approx 2 \times 10^8 \frac{W^{3/2}}{n_e} [\text{с}], \quad (11)$$

где W выражено в кэВ. При $W = 10$ кэВ и $n_e = 10^9 \text{ см}^{-3}$ из (11) находим $\tau_l \approx 6$ с, что сопоставимо со временем релаксации силовых линий в области каспа $\tau_B = 1.5\text{--}15$ с. Полученная величина свидетельствует о необходимости учета кулоновских столкновений в процессе бетатронного ускорения электронов даже со скоростями $v \gtrsim 3v_{Te}$.

ПИТЧ-УГЛОВОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ

Рассмотрим вопрос об относительной роли рассеяния и потерь энергии ускоряемого нерелятивистского электрона в максвелловской фоновой плазме в случае кулоновских столкновений. Отметим, что в “хвосте” максвелловского распределения относительное число быстрых электронов при $v \gtrsim 2v_{Te}$ составляет менее 5% (Савельев, 1970), поэтому в дальнейшем мы не будем принимать во внимание взаимодействие между быстрыми частицами.

При столкновении электрона с частицами полностью ионизированной максвелловской водородной плазмы сорта $\alpha = e, p$ характерное время его отклонения на 90° можно оценить следующим образом (Спитцер, 1956; Трубников, 1963):

$$\tau_D^{e/\alpha} = \frac{v^3}{A_{D\alpha}(\Phi(x_\alpha) - G(x_\alpha))}. \quad (12)$$

Здесь

$$\begin{aligned} A_{D\alpha} &= \frac{8\pi e^4 n_\alpha \Lambda_\alpha}{m_e^2}, \\ G(x_\alpha) &= \frac{\Phi(x_\alpha) - x_\alpha \Phi'(x_\alpha)}{2x_\alpha^2}. \end{aligned}$$

Причем кулоновский логарифм $\Lambda_e \approx \Lambda_p$, когда электронная температура $T_e = T_p = T$ (Трубников, 1963; Голант и др., 1977).

Ускоренный электрон будет сталкиваться как с тепловыми электронами, так и протонами фоновой плазмы, а значит, для полного характерного времени отклонения имеем

$$\frac{1}{\tau_D} = \frac{1}{\tau_D^{e/e}} + \frac{1}{\tau_D^{e/p}} \approx \frac{2}{\tau_D^{e/e}}. \quad (13)$$

При получении выражения (13) мы обратились к табличным значениям $\Phi(x_\alpha) - G(x_\alpha)$, приведенным в работе Спитцера (1956), и пришли к выводу, что $\tau_D^{e/e} \approx \tau_D^{e/p}$, если $x_\alpha \gtrsim 2$.

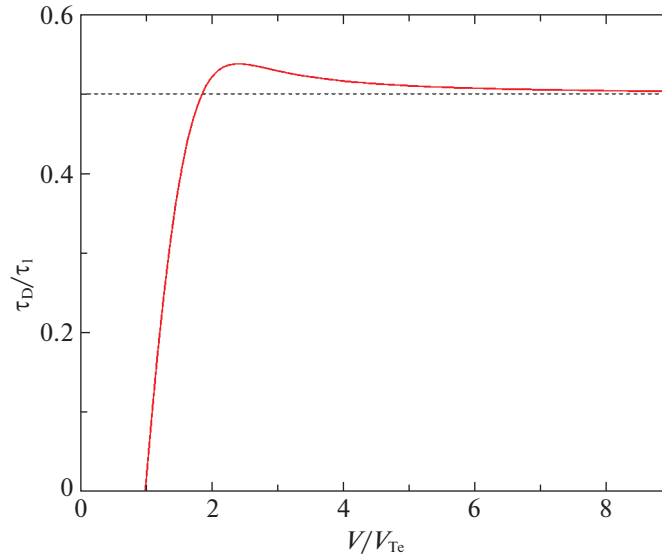


Рис. 1. Зависимость отношения характерного времени рассеяния τ_D и потерь энергии τ_l пробного электрона от относительной скорости v/v_{Te} .

В общем случае из (8) и (10)–(13) находим

$$\frac{\tau_D}{\tau_l} = \frac{\Phi(x_e) - (4/\sqrt{\pi})x_e e^{-x_e^2}}{2(\Phi(x_e) - G(x_e))}. \quad (14)$$

Следующая из (14) зависимость τ_D/τ_l от относительной скорости пробного электрона v/v_{Te} представлена на рис. 1. Откуда следует, что $\tau_D < \tau_l$, особенно для квазитепловых электронов, когда $v/v_{Te} < 2$. Между тем при $v/v_{Te} \gg 1$ отношение характерных времен $\tau_D/\tau_l \approx 0.5$. Кривая ведет себя немонотонным образом и достигает максимума при $v/v_{Te} \approx 2.2$.

Возникшая в результате пересоединения силовых линий вспышечная петля представляет собой сильно неоднородную по полю магнитную ловушку для электронов, у которой пробочное отношение $\sigma = B_{\max}/B_{\min} = 10\text{--}100$, где B_{\max} и B_{\min} — напряженности магнитного поля соответственно в основаниях и области вершины (каспа) корональной арки. Причем значение σ должно уменьшаться в процессе релаксации (коллапса ловушки), в результате чего B_{\min} может достигать сотен гаусс. Электроны в “хвосте” максвелловского распределения или надтепловые частицы даже с большими начальными питч-углами могут покидать ловушку через конус потерь вследствие кулоновского рассеяния, и их эффективное время жизни в области ускорения может оказаться меньше характерного времени τ_D . Это предполагает необходимость учета выхода электронов из магнитной ловушки через конус потерь, поскольку время свободного пробега частицы вдоль магнитной силовой линии длины \mathcal{L}

от ее вершины до основания $\tau_f \approx \mathcal{L}/2v$. Например, для $\mathcal{L} = 6 \times 10^9$ см и $E = 10$ кэВ время пролета $\tau_f \approx 0.5$ с. Однако мы не приняли во внимание, что выход ускоренных электронов носит диффузионный характер из-за их взаимодействия с частицами фоновой плазмы и турбулентными пульсациями. И в случае так называемой слабой ($\tau_D > \sigma\tau_f$) или особенно сильной ($\tau_D < \tau_f$) диффузии характерное время выхода $\tau_{\text{esc}} \gtrsim \sigma\tau_f$ (см., например, Степанов, Цап, 2002), т.е. может быть заметно больше не только τ_f , но и τ_D . Хотя для кулоновских столкновений режим сильной диффузии легче реализуется для электронов с квазитепловыми энергиями, он может быть также легко достигнут вследствие турбулентного рассеяния, например, на вистлерах (Степанов, Цап, 1999, 2002; Мельников, Филатов, 2020) или ионном звуке (Чариков и др., 2017). Расчеты показывают, что в режиме сильной диффузии электроны приобретают квази-изотропное распределение по питч-углам, а их энергетические потери практически полностью определяются кулоновскими столкновениями.

БЕТАТРОННОЕ УСКОРЕНИЕ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ

Как уже было отмечено, механизм бетатронного ускорения эффективен лишь в том случае, если плазма является замагниченной. Принимая во внимание, что гирочастота электронов $\omega_B \approx 10^7$ В с⁻¹ и $\tau_e \approx \tau_D^{e/e}$, полагая в области ускорения $B = 100$ Гс и $n_e = 10^{10}$ см⁻³, для $W = 3\text{--}10$ кэВ, согласно

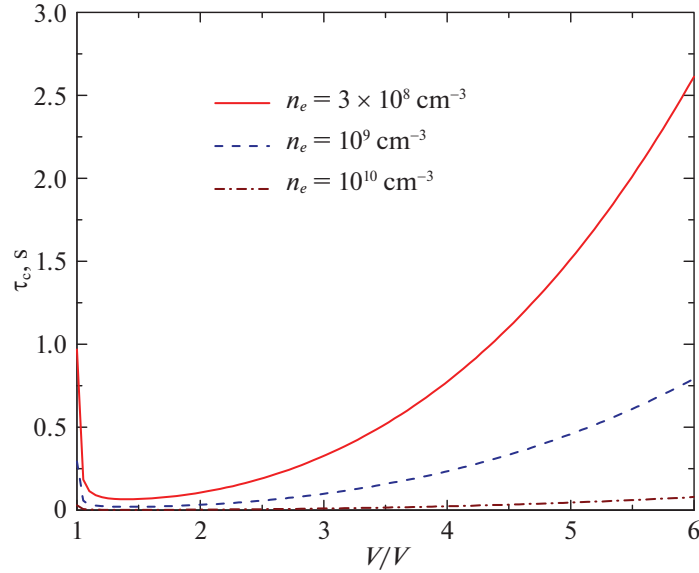


Рис. 2. Зависимость эффективного времени кулоновских потерь энергии электроном τ_C от относительной скорости v/v_{Te} при температуре плазмы $T = 10^6$ К.

расчетной формуле (11) и рис. 1, получим $\omega_B \tau_e \gtrsim \gtrsim 10^7 - 10^8$, т.е. условие замагниченности быстрых электронов выполняется в области ускорения с большим запасом не только для ускоренных, но и квазитепловых электронов. В свою очередь, ларморовский радиус r_L и период вращения T_L электрона гораздо меньше соответственно характерных размеров системы $L \sim 10^9$ см и времени “схлопывания” магнитной ловушки $\tau_B = 1.5 - 15$ с. Это позволяет для описания ускорения электрона с учетом кулоновских потерь энергии воспользоваться следующим простым уравнением

$$\frac{\partial W}{\partial t} = \frac{W_{\perp}}{B} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{W}{\tau_l}. \quad (15)$$

В ходе ускорения электронов в поперечном направлении бетатронным механизмом их функция распределения становится все более анизотропной (с преобладанием электронов с большими питч-углами) и, следовательно, благоприятной для развития различных плазменных неустойчивостей. Это может приводить, как уже было отмечено, к их быстрой изотропизации в результате возбуждения турбулентных пульсаций. Существенный вклад в изотропизацию питч-углового распределения электронов в области каспа может вносить и высокочастотная турбулентность, генерируемая магнитогидродинамическими процессам, происходящим в области токового слоя (Миллер и др., 1997). Следовательно, полагая τ_D значительно меньше характерного времени “схлопывания” ловушки τ_B , будем считать кинетическую энергию

ускоряемого пробного электрона W равномерно распределенной по трем степеням свободы.

Положив $v_{\perp}^2 = 2v_{\parallel}^2$ ($W_{\perp} = 2/3W$), вместо (15) находим

$$\frac{3}{2} \frac{\partial W}{\partial t} = \frac{W}{B} \frac{\partial B}{\partial t} - \frac{3}{2} \frac{W}{\tau_l}. \quad (16)$$

Тогда с учетом (4) и (7) уравнение (16) сводится к виду

$$\frac{3}{2\tau} = \frac{1}{\tau_B} - \frac{1}{\tau_C}, \quad (17)$$

где эффективное время кулоновских потерь $\tau_C = 2/3\tau_l$. Как легко понять из (17), условие бетатронного ускорения сводится к очевидному выражению: $\tau_C > \tau_B = 1.5 - 15$ с.

На рис. 2 и 3 представлена зависимость τ_C при различных значениях температуры T и концентрации электронов n_e . Видно, что только в случае горячей ($T \gtrsim 10^7$ К) плазмы бетатронное ускорение быстрых электронов становится эффективным. При этом важно принять во внимание значительный рост числа электронов с энергиями, превышающими несколько кэВ при высоких температурах. Действительно, для интегрального максвелловского распределения электронов по энергии W , нормированного на полную концентрацию

$$n_t = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \int_0^{\infty} \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/KT) d\varepsilon,$$

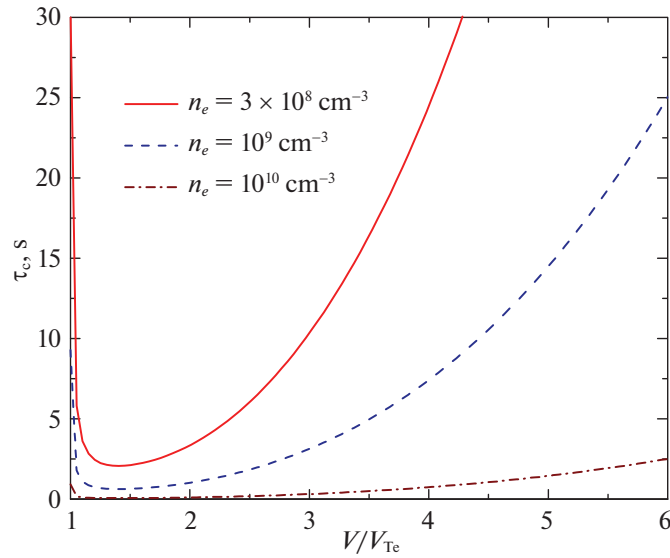


Рис. 3. То же, что и на рис. 2, но при температуре плазмы $T = 10^7$ К.

имеем

$$\frac{n_{Wt}(T, W)}{n_t} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} (kT)^{-3/2} \times \int_W^\infty \sqrt{\varepsilon} \exp(-\varepsilon/KT) d\varepsilon, \quad (18)$$

где $n_{Wt}(T, W)$ — концентрация электронов температуры T с энергией, большей W . Графики зависимости $n_{Wt}(T, W)/n_t$ от W для температур плазмы $T = 10^6, 3 \times 10^6$ и 10^7 К показаны на рис. 4а. Видно, что с ростом T происходит уширение хвостов максвелловского распределения, и, как следует из рис. 4б, на котором представлены зависимости отношения

$$R(W) = \frac{n_{Wt}(T_2, W)}{n_{Wt}(T_1, W)}, \quad (19)$$

для температур $T_1 = 10^6$ К и $T_2 = 3 \times 10^6, 10^7$ К, при $T_2/T_1 = 3$ и 10 число электронов с энергией $W \geq 2$ кэВ, для которых “барьер кулоновских потерь” может быть легко преодолен, увеличивается приблизительно на 6 и 8 порядков соответственно.

О НАГРЕВЕ КОРОНАЛЬНОЙ ПЛАЗМЫ

В ходе анализа мы оставили без внимания проблему возможных источников нагрева фоновой тепловой плазмы в области каспа. Между тем было бы естественно предположить, что за рост температуры тепловой плазмы также может быть ответственен бетатронный механизм, поскольку,

несмотря на рост частоты столкновений в окрестности v_{Te} , условие замагниченности для тепловых частиц, как нетрудно убедиться, все еще выполняется. В связи с этим сделаем некоторые оценки.

Уравнение баланса энергии для тепловой изотропной плазмы, пренебрегая дополнительными источниками нагрева, кроме бетатронного, и считая $n_e \propto T^\gamma$, где $\gamma = \text{const}$, с учетом (6) можно представить в виде (см. также Карлицкий, Косуги, 2004)

$$\frac{\gamma + 1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{2}{3\tau_B} - \frac{Q}{W_{th}}. \quad (20)$$

Здесь параметр Q описывает скорость потерь энергии и $W_{th} = 3n_e kT$. Как нетрудно показать, определяющая роль в потерях энергии плазмы при $T \gtrsim 10^7$ К во вспышечных петлях принадлежит электронной теплопроводности (Вайт и др., 1992; Цап и др., 2016), мощность которых

$$q = \kappa \frac{d}{ds} \left(T^{5/2} \frac{dT}{ds} \right) = \kappa \frac{2}{7} \frac{d}{ds} \left(\frac{dT^{7/2}}{ds} \right) = \kappa \frac{2}{7} \frac{d^2 T^{7/2}}{ds^2} \approx \kappa \frac{8}{7} \frac{T^{7/2}}{L^2},$$

где мы приняли характерный масштаб градиента температуры $s \approx L/2$, а коэффициент теплопроводности Спитцера $\kappa = 10^{-6}$ эрг $\text{K}^{-7/2} \text{c}^{-1}$. Отсюда при $n_e = 10^9 \text{cm}^{-3}$, $L = 3 \times 10^9$ см и $T = 10^7$ К, положив $Q = q$, находим характерное время потерь энергии корональной плазмы в области каспа

$$\tau_{\text{con}} \approx \frac{W_{th}}{q} \approx \frac{21 kn_e L^2}{8 \kappa T^{5/2}} \approx 11 \text{ s}.$$

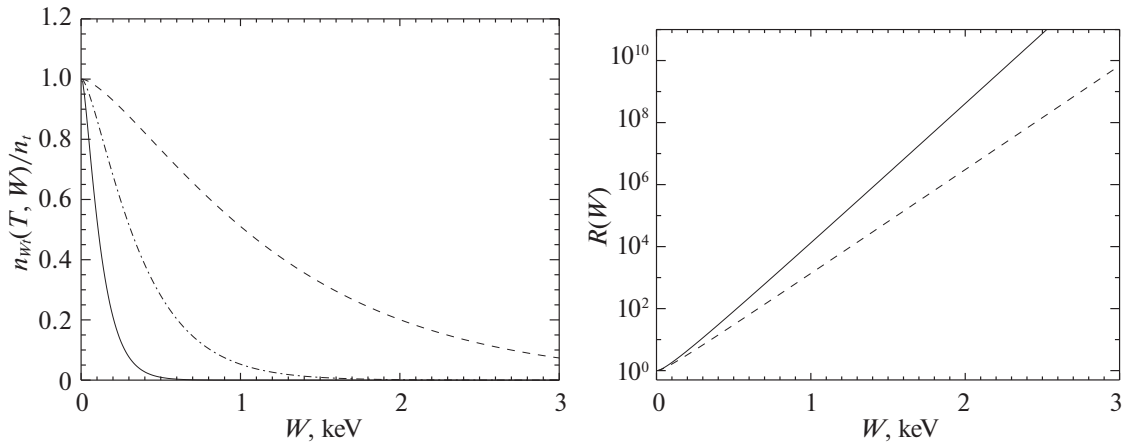


Рис. 4. (а) — Нормированные интегральные максвелловские распределения электронов по энергии W (см. уравнение (18)) при температуре $T = 10^6$, 3×10^6 и 10^7 К (сплошная, штрихпунктирная и пунктирная линии соответственно). (б) — Отношение концентраций частиц $R(W)$ (см. уравнение (19)) при $T_1 = 10^6$ К, $T_2 = 3 \times 10^6$ и 10^7 К (нижняя и верхняя линии соответственно).

Поскольку полученная оценка $\tau_{\text{con}} \gtrsim 3/2\tau_B = 2-20$ с, то согласно (20) коллапс магнитной ловушки вполне может привести к нагреву фоновой вспышечной тепловой плазмы бетатронным механизмом и, следовательно, к эффективному ускорению большого числа быстрых квазитепловых электронов. Отметим, что тепловая горячая ($\sim 10^7$ К) плазма наблюдается как в предимпульсной (Хадсон и др., 2021), так и в импульсной (см., например, Верониг, Браун, 2004) фазе вспышки.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ И ВЫВОДЫ

В представленной работе, исходя из модели коллапсирующей магнитной ловушки, мы рассмотрели зависимость эффективности бетатронного ускорения квазитепловых электронов от температуры вспышечной максвелловской плазмы. Нами было показано, что быстрые электроны могут быть эффективно ускорены лишь в случае сравнительно разреженной ($n \lesssim 10^{10}$ см $^{-3}$) и горячей ($T \gtrsim 10^7$ К) фоновой плазмы. Важную роль при этом играет характерное время сжатия (“схлопывания”) магнитной ловушки. Нагрев значительно (на 6–8 порядков) увеличивает число тепловых электронов с энергией, превышающей несколько кэВ, способных преодолеть “барьер кулоновских потерь”.

Необходимость увеличения температуры плазмы хорошо согласуется с наблюдениями рентгеновских предвестников в предимпульсной фазе солнечных вспышек (см. Хадсон и др., 2021). Возможно, именно поэтому в случае слабых вспышечных событий ускорение электронов в области

вершины магнитной арки сопровождается значительным нагревом фоновой плазмы (Ли и др., 2022). Причем рост температуры будет способствовать более эффективному ускорению электронов не только бетатронным механизмом, но и продольным электрическим полем, поскольку поле Драйзера E_D , определяющее минимальное значение, при котором тепловые электроны переходят в режим непрерывного “убегания”, обратно пропорционально температуре T (см. соотношение (5)).

Хотя бетатронный нагрев может определять температуру тепловой вспышечной плазмы, тем не менее, мы оставили без детального рассмотрения данный вопрос. В значительной мере это объясняется достаточно сильной модельной зависимостью уравнения теплового баланса от принятых ограничений. В частности, не следует исключать важную роль насыщения теплового потока (Баттаглия и др., 2009; Шарыкин и др., 2015; Вармут, Манн, 2020), а также радиационных потерь для плазмы с температурой $\gtrsim 10^7$ и $\lesssim 3 \times 10^6$ К соответственно.

Вновь подчеркнем, несмотря на используемый нами довольно грубый подход, полученные оценки убедительно свидетельствуют, что для ускорения большого числа корональных электронов необходимо не только предварительный нагрев вспышечной плазмы, но и достаточно быстрый коллапс магнитной ловушки. Именно от темпа увеличения магнитного поля в области каспа зависит импульсный или тепловой характер протекания процессов вспышечного энерговыделения, и, вероятно, возникновение так называемых холодных вспышек с преобладанием нетепловой компоненты энергии (Лысенко и др., 2018).

В заключение хотелось бы отметить, что рассматриваемый бетатронный механизм предполагает, что основная часть электронов должна ускоряться за время, сопоставимое с характерным временем схлопывания магнитной ловушки τ_B , что существенно превышает оценки, полученные Лысенко и др. (2020). Этот вопрос, предполагающий важную роль ускорения частиц в токовом слое, мы надеемся рассмотреть в нашей следующей работе.

Работа выполнена при поддержке РФФИ и GACR (No. 20-52-26006, В.Ф. Мельников), а также РНФ (No. 22-12-00308, Ю.Т. Цап).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ашванден (M.J. Aschwanden), *Physics of the Solar Corona: An Introduction* (New York: Springer, 2004).
2. Ашванден и др. (M.J. Aschwanden, G. Holman, A. O'Flannagain, et al.), *Astrophys. J.* **832**, 27 (2016).
3. Баттаглия и др. (M. Battaglia, L. Fletcher, and A.O. Benz), *Astron. Astrophys.* **498**, 891 (2009).
4. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **31**, 601 (2005) [S.A. Bogachev and B.V. Somov, *Astron. Lett.* **31**, 537 (2005)].
5. Богачев С.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **35**, 63 (2009) [S.A. Bogachev, B.V. Somov, *Astron. Lett.* **35**, 57 (2009)].
6. Вайт и др. (S.M. White, M.R. Kundu, T.S. Bastian, D.E. Gary, G.J. Hurford, T. Kucera, and J.H. Biegging), *Astrophys. J.* **384**, 656 (1992).
7. Вармут, Манн (A. Warmuth and G. Mann), *Astron. Astrophys.* **644**, A172 (2020).
8. Верониг, Браун (A.M. Veronig and J.C. Brown), *Astrophys. J.* **603**, L117 (2004).
9. Вуд, Ньюкирк (P. Wood and T. Neukirch), *Solar Phys.* **226**, 73 (2005).
10. Гамильтон, Петросян (R.J. Hamilton and V. Petrosian), *Astrophys. J.* **398**, 350 (1992).
11. Голант В.Е., Жилинский А.П., Сахаров С.А., *Основы физики плазмы* (М.: Атом-издат, 1977).
12. Грицык, Сомов (P.A. Gritsyk and B.V. Somov), *Proceed. of the Inter. Astron. Union, IAU Symp.* **335**, 90 (2018).
13. Гуо, Джакалоне (F. Guo and J. Giacalone), *Astrophys. J.* **753**, 28 (2012).
14. Драйсер (H. Dreicer), *Phys. Rev.* **115**, 238 (1959).
15. Карлицкий, Барта (M. Karlicky and M. Barta), *Astrophys. J.* **647**, 1472 (2006).
16. Карлицкий, Косуги (M. Karlicky and T. Kosugi), *Astron. Astrophys.* **419**, 1159 (2004).
17. Ковалев В.А., Сомов Б.В., Письма в Астрон. журн. **29**, 465 (2003) [V.A. Kovalev and B.V. Somov, *Astron. Lett.* **29**, 409 (2003)].
18. Конг и др. (D.F. Kong, F. Guo, C. Shen, B. Chen, Y. Chen, S. Musset, L. Glesener, P. Pongkitiwanichakul, and J. Giacalone), *Astrophys. J. Lett.* **887**, L37 (2019).
19. Корчак (A.A. Korchak), *Solar Phys.* **66**, 149 (1980).
20. Литвиненко (Y.E. Litvinenko), *Astrophys. J.* **462**, 997 (1996).
21. Ли и др. (Z. Li, Y. Su, A.M. Veronig, S. Kong, W. Gan, and W. Chen), *Astrophys. J.* **930**, 147 (2022).
22. Лиу, Джокипии (S. Liu and J.R. Jokipii), *Frontiers in Astron. and Space Sci.* **8**, 100 (2021).
23. Лонгмайр (C.L. Longmire), *Elementary Plasma Physics* (New York: Intersci. Publ., 1973).
24. Лысенко и др. (A.L. Lysenko, A.T. Altyntsev, N.S. Meshalkina, D. Zhdanov, and G.D. Fleishman), *Astrophys. J.* **856**, 111 (2018).
25. Лысенко А.Л., Фредерикс Д.Д., Флейшман Г.Д., Аптекарь Л.Р., Алтынцев А.Т. и др., *Успехи физ. наук* **190**, 878 (2020).
26. Мельников, Филатов (V.F. Melnikov and L.V. Filatov), *Geomag. Aeron.* **60**, 1126 (2020).
27. Мельников, Филатов (V.F. Melnikov and L.V. Filatov), *Geomag. Aeronom.* **61**, 1189 (2021).
28. Миллер и др. (J.A. Miller, P.J. Cargill, A.G. Emslie, G.D. Holman, B.R. Dennis, T.N. LaRosa, R.M. Winglee, S.G. Benka, and S. Tsuneta), *J. Geophys. Res.* **102**, 14631 (1997).
29. Риддифорд, Батлер (L. Riddiford and S.T. Butler), *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **43**, 339, 447 (1952).
30. Савельев И.В., *Курс общей физики, том I. Механика, колебания и волны, молекулярная физика* (М.: Наука, Гл. ред. физ.-матем. литературы, 1970).
31. Сванн (W.F. Swann), *Phys. Rev.* **43**, 217 (1933).
32. Сомов, Косуги (B.V. Somov and T. Kosugi), *Astrophys. J.* **485**, 859 (1997).
33. Сомов Б.В., Богачев С.А., Письма в Астрон. журн. **29**, 701 (2003) [B.V. Somov and S.A. Bogachev, *Astron. Lett.* **29**, 621 (2003)].
34. Спитцер (L. Spitzer), *Physics of Fully Ionized Gases* (New York: Intersci. Publ., 1956).
35. Степанов А.В., Цап Ю.Т., *Астрон. журн.* **76**, 949 (1999).
36. Степанов, Цап (A.V. Stepanov and Y.T. Tsap), *Solar Phys.* **211**, 135 (2002).
37. Степанов А.В., Зайцев В.В., *Магнитосферы активных областей Солнца и звезд* (М: Физматлит, 2018).
38. Трубников (B.A. Trubnikov), *Problem. Plasma Phys.* **1**, 98 (1963).
39. Филатов и др. (L.V. Filatov, V.F. Melnikov, and S.P. Gorbikov), *Geomag. Aeronom.* **53**, 1007 (2013).
40. Филатов, Мельников (L.V. Filatov and V.F. Melnikov), *Geomag. Aeronom.* **57**, 1001 (2017).

41. Флейшман и др. (G.D. Fleishman, G.M. Nita, B. Chen, S. Yu, and D.E. Gary), *Nature* **606**, 674 (2022).
42. Хадсон и др. (H.S. Hudson, P.J.A. Simões, L. Fletcher, L.A. Hayes, and I.G. Hannah), *MNRAS* **501**, 1273 (2021).
43. Цап Ю.Т., *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* **96**, 165 (2000).
44. Цап и др., (Yu.T. Tsap, G.G. Motorina, and Yu.G. Korylova), *Geomag. Aeronom.* **56**, 1104 (2016).
45. Цап, Копылова (Yu.T. Tsap and Yu.G. Korylova), *Geomagn. Aeron.* **57**, 996 (2017).
46. Цап Ю.Т., Копылова Ю.Г., Королькова О.А., Барта М., *Изв. Крымской астрофиз. обсерв.* **18**, 60 (2022).
47. Чариков и др. (Yu.E. Charikov, A.N. Shabalin, and S.A. Kuznetsov), *Geomag. Aeronom.* **57**, 1009 (2017).
48. Чен и др. (B. Chen, T.S. Bastian, C. Shen, D.E. Gary, S. Krucker, and L. Glesener), *Science* **350**, 1238 (2015).
49. Шарькин И.Н., Струминский А.Б., Зимовцев И.В., *Письма в Астрон. журн.* **41**, 57 (2015) [I.N. Sharykin, A.B. Struminskii, and I.V. Zimovets, *Astron. Lett.* **41**, 53 (2015)].
50. Эмсли (A.G. Emslie), *Astrophys. J.* **271**, 367 (1983).