

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

Препринт № 100

**БЕССТОЛКНОВИТЕЛЬНОЕ ТОРМОЖЕНИЕ
БЫСТРЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ ПУЧКОВ В ПЛАЗМЕ
СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЫ**

**Л. Л. Базелян,
Н. Ю. Гончаров,
В. В. Зайцев,
В. А. Зиничев,
В. О. Рапопорт,
Я. Г. Цыбко**

Горький - 1976 г.

А н н о т а ц и я

Исследована эффективность бесстолкновительного торможения электронных пучков, вызывающих всплески типа Шв, в солнечной короне. Эффективность торможения определялась по изменению средней скорости этих пучков на участках траектории между плазменными уровнями 25 и 12,5 Мгц, 12,5 и 6,25 Мгц. Средняя скорость электронных пучков между соответствующими плазменными уровнями определялась по величине временной задержки между моментами прихода всплесков радиоизлучения с этих уровней при учете гелиографической долготы источников всплесков. Расстояние между плазменными уровнями определялось из условия, что средняя (по всем наблюдавшимся событиям) скорость источников обычных диффузных всплесков типа Ш постоянна и равна $C/3$ на всех рассматриваемых уровнях солнечной короны.

Показано, что электронные потоки с начальными скоростями 0,4–0,8 C испытывают заметное торможение, характеризующееся уменьшением их скорости между указанными плазменными уровнями в среднем на 15–17%. Эффективность торможения увеличивается с увеличением начальной скорости потоков. Вместе с тем эффект торможения является пороговым и исчезает при начальной скорости потоков порядка 0,35 C . Предполагается, что эта критическая скорость определяет границу между двумя различными режимами разлета быстрых электронов в условиях короны. В первом режиме ($V_0 > C/3$) существенно индуцированное рассеяние плазменных волн, которое приводит к потерям энергии пучка и его торможению до скоростей $C/3$. Во втором режиме ($V_0 \approx C/3$) осуществляется квазипланетный разлет пучка, а индуцированное рассеяние плазменных волн не играет существенной роли.

1. В в е д е н и е

Как известно, из активных областей Солнца, локализованных в нижних слоях солнечной атмосферы, инжектируются в корону потоки быстрых электронов. Средняя скорость потоков значительно превосходит тепловую скорость корональных электронов ($V_{Te} \approx 4 + 5 \times 10^8$ см/сек), поэтому такие потоки возбуждают в короне плазменные волны на частоте вблизи ленгмюровской частоты электронов $f_{Le} = (e^2 n_0 / 4\pi m_e)^{1/2}$. В результате трансформации возбуждаемых плазменных волн в электромагнитные возникает радиоизлучение на частотах вблизи f_{Le} и $2f_{Le}$ — так называемые солнечные радиовсплески Ш типа (Гинзбург, Железняков, 1958).

Многочисленные наблюдения показывают, что потоки быстрых электронов сохраняют способность возбуждать плазменные волны на огромном расстоянии — от нижних слоев короны до орбиты Земли ($L \approx 1,5 \cdot 10^{13}$ см) (см., например, обзор Уайлда и Смерда, 1972). Это обстоятельство кажется удивительным, т.к. квазилинейная релаксация должна, на первый взгляд, приводить к торможению пучка и исчезновению неустойчивости на расстояниях порядка 10^8 см (Sturrock, 1964).

Решение указанной трудности может заключаться в учете пространственной неоднородности потока, связанной с конечным временем инжекции быстрых электронов из области вспышки (Железняков, Зайцев, 1970; Митяков, Ра-

попорт, 1972). Пространственная неоднородность позволяет электронному пучку, несмотря на сильную квазилинейную релаксацию, длительное время генерировать плазменные волны за счет убегания быстрых частиц с переднего фронта потока.

При квазилинейном разлете энергия, затраченная пучком на возбуждение плазменных волн, вновь возвращается пучку вследствие затухания Ландау не более медленных (по сравнению с фазовыми скоростями плазменных волн) частицах. Между электронами пучка и плазменными волнами возникает непрерывный динамический обмен энергией. Это приводит к тому, что в пренебрежении столкновениями и потерями на электромагнитное излучение пакет плазменных волн перемещается в пространстве с постоянной эффективной скоростью, определяемой средней энергией электронов в пучке (Зайцев, Рапопорт, Митяков, 1972).

В действительности, однако, даже в отсутствие указанных потерь средняя энергия пучка не будет оставаться постоянной, т.к. описанная схема генерации всплесков III типа не учитывает индуцированное рассеяние возбуждаемых плазменных волн. При достаточно больших скоростях потока индуцированное рассеяние на частицах основной плазмы будет эффективно перекачивать плазменные волны в нерезонансную область фазовых скоростей. В результате за ограниченным в пространстве пучком электронов возникает шлейф нерезонансных плазменных волн. Эти волны не перепоглощаются быстрыми электронами и, следовательно, уносят с собой часть энергии пучка, что должно приводить к его торможению.

Роль индуцированного рассеяния возрастает с ростом средней энергии пучка, поэтому следует ожидать, что пучки с достаточно большими скоростями будут испытывать заметное торможение. Критическое значение скорости V^* , начиная с которого становятся существенными потери на индуцированное рассеяние (т.н. скорость стабилизации), определяется выражением (см. например, Каплан и Цытович, 1967):

$$V^* = \left[12(1 + T_e/T_i)^2 (\ln V_{\max} / (V_{Te} + V_{Te} / V_{\max} - 1))^{1/2} (m_i/m_e)^{1/4} \right]^{1/4} V_{Te} \approx (1) \\ \approx 20 V_{Te} .$$

В выражении (1) V_{max} - максимальная скорость частиц пучка, $V_{Te} = (\alpha T_e / m_e)^{1/2}$ - тепловая скорость электронов основной плазмы, $T_{e,i}$ - температуры электронов и ионов в короне, $m_{e,i}$ - масса электронов и ионов. Для значений температуры $T_{e,i} \approx (1 \div 2) \times 10^6$ К получаем $V^* \approx (0,26 + 0,33) C$, (C - скорость света).

Таким образом, следует ожидать, что пучки движущиеся в короне со скоростями $V > V^* \approx (0,26 + 0,33) C$, должны заметно тормозиться, пучки же со скоростями $V \approx V^*$ должны двигаться в короне без торможения.

Настоящая работа посвящена экспериментальной проверке предполагаемой зависимости эффективности торможения пучка от его средней скорости. В работе Базеляна и др. (1974) показано, что всплески типа Шв, наблюдающиеся в декаметровом диапазоне волн во время некоторых шумовых бурь Ш типа, генерируются существенно более быстрыми потоками, чем обычные всплески Ш типа. Поэтому мы ожидаем, что характер движения источников всплесков обоих типов будет различным.

II. Наблюдения

Наблюдения солнечных радиовсплесков типа Ш и Шв с целью обнаружения торможения электронных потоков в солнечной короне проводились в течение 6 дней в период с 30 июня по 11 июля 1973 года. В это время по диску Солнца проходила изолированная активная группа пятен, которая пересекла центральный меридиан 5 июля 1973 г.

Наблюдения велись в декаметровом диапазоне длин волн на северо-южном плече антенны УТР-2 с использованием динамического спектрографа, работавшего в диапазоне 24 + 26 МГц, и комплекта радиометров, имевших фиксированные частоты настройки 25 и 12,5 МГц. Разрешающая способность спектрографа по времени и частоте составляла соответственно 0,24 сек и 20 кГц. Регистрация динамических спектров (яркостная) осуществлялась на фототелеграфном аппарате. Динамический диапазон спектрографа составлял 10 + 12 дБ. Чувствительность спектрографа при работе на северо-южном плече антенны УТР-2 позволяла уверенно

регистрировать всплески, интенсивность которых превышала интенсивность радиоизлучения спокойного Солнца на 10 дБ.

Радиометры компенсационного типа, работавшие на частотах 25 и 12,5 МГц, имели амплитудные регистраторы, что давало возможность получать требуемые количественные характеристики всплесков с необходимой точностью. Полосы пропускания радиометров составляла 10 и 4 кГц соответственно на частотах 25 и 12,5 МГц, постоянная времени радиометров и динамический диапазон составляли соответственно 0,1 сек. и 15 дБ. Предельная чувствительность радиометров была больше предельной чувствительности спектрографа на 15 дБ.

Примеры динамических спектров всплесков типа Ш и Шв, а также соответствующие записи интенсивности на фиксированных частотах 25 и 12,5 МГц приведены на рис.1 (a-d).

III. Методика обработки

Для определения эффекта торможения источников всплесков, очевидно необходимо сравнить скорость этих источников на различных расстояниях от Солнца.

Средняя скорость V потока на участке его траектории Δr между двумя произвольными плазменными уровнями, задаваемыми ленгмюровскими частотами f_{L1} и f_{L2} , может быть найдена из соотношения (см. рис. 2):

$$\Delta t = \Delta r (1/V - \cos \psi \cos \ell / c) \quad (2)$$

где Δt - временная задержка, определяющая запаздывание момента прихода к наземному наблюдателю излучения с частотой f_{L2} относительно момента прихода излучения с частотой f_{L1} . При использовании выражения (2) предполагается, что поток движется радиально вдоль коронального луча, который имеет в своем основании активную область с гелиографическими координатами ψ и ℓ . Выражение (2) написано в пренебрежении откликом гравитации.

вой скорости электромагнитного излучения от S , а также в пренебрежении членами порядка r_i/R_E (r_i - расстояние от центра Солнца до рассматриваемых плазменных уровней, R_E - расстояние от центра Солнца до Земли).

В соотношении (2) величина временной задержки Δt является измеряемой на опыте величиной. Значения координат φ и l активной области могут быть определены по результатам оптических наблюдений. Таким образом, основная неопределенность при вычислении скорости V из соотношения (2) связана с неопределенностью в задании величины расстояния Δr между соответствующими плазменными уровнями.

Определение величины Δr из какой-либо известной модели короны, по-видимому, не надежно т.к. реальное распределение электронной концентрации в короне может значительно отличаться от некоторого среднего распределения, описываемого моделью.

Фэйнберг и Стоун (1970) использовали метод определения расстояния Δr и скорости V источников, основанный на учете систематического изменения средней величины временной задержки при регулярном изменении гелиографической долготы l излучающей области из-за вращения Солнца вокруг своей оси. Применение этого метода в нашем случае показало однако, что получаемый результат чувствителен к точности задания угловых координат φ и l . Необходимую точность (порядка $1^\circ + 2^\circ$) трудно осуществить при угловых размерах активной области около $10^\circ \times 10^\circ$ и более. К тому же большая часть полученных нами данных относится к периоду, когда активная область находилась вблизи центрального меридиана, в то же время ощущался недостаток данных, полученных при значительных удалениях активной области от центра солнечного диска. Это обстоятельство также снижало точность результатов, полученных методом Фэйнберга и Стоуна.

Указанные трудности заставили нас применить метод, основанный на сравнении характера движения потоков, вызывающих всплески типа Ш и Шв и имеющих, как отмечалось выше, существенно различные средние скорости. При

этом было сделано предположение, что среднее (по многим событиям) значение скорости источников всплесков типа Ш постоянно и равно $\langle V \rangle = c/3$ на всех рассматриваемых уровнях солнечной короны от 25 до 8,25 МГц. Следует отметить, что сделанное предположение о движении источников, генерирующих обычные всплески Ш типа, основано на существующих в настоящее время экспериментальных данных о характере движения этих источников (Stewart, 1965; Wild, Smeed, 1972). Значение скорости индивидуальных источников всплесков типа Ш может, вообще говоря, значительно отличаться от средней величины $\langle V \rangle = c/3$.

Используя указанные предположения о средней скорости источников всплесков Ш типа, из уравнения (2) получаем^{*)}:

$$\Delta \tau = (c/3) \langle \Delta t \rangle^* \quad (3)$$

где $\Delta t^* = \Delta t (1 - \cos \psi \cos \theta / 3)^{-1}$, а символ $\langle \rangle$, как и ранее, означает усреднение по всем рассматриваемым событиям.

Поскольку всплески типа Ш и Шв наблюдались в одни и те же дни и на одних и тех же частотах, то естественно считать, что радиоизлучение этих всплесков генерируется также на одних и тех же плазменных уровнях. Это обстоятельство дает основание использовать значение величины $\Delta \tau$, найденное по всплескам Ш типа, для определения скорости источников всплесков типа Шв между соответствующими плазменными уровнями.

Определение скорости источников всплесков производилось на двух отрезках их траектории между плазменными уровнями $f_{L1} = 25,0$ МГц и $f_{L2} = 12,5$ МГц (отрезок $\Delta \tau_1$) и между плазменными уровнями $f_{L2} = 12,5$ МГц и $f_{L3} = 6,25$ МГц (отрезок $\Delta \tau_2$).

*) При переходе от (2) к (3) было сделано дополнительное предположение, что выполняется равенство: $\langle 1/V \rangle = 1/\langle V \rangle$. Последующая проверка этого равенства по результатам вычисления скоростей источников всплесков Ш типа показала, что оно выполняется с точностью до 3%.

Для определения скорости V_1 источников на отрезке Δt_1 находилась разность Δt_1 моментов прихода двух последовательных максимумов излучения, наблюдавшихся на частоте 25 МГц и соответствовавших первой и второй гармоникам одного и того же события. Поскольку момент прихода второй гармоники, наблюдавшейся на частоте 25 МГц, в среднем хорошо совпадал с моментом прихода первой гармоники, наблюдавшейся на частоте 12,5 МГц, то измерявшаяся величина временной задержки в среднем совпадала с величиной временной задержки (определяемой либо по первым, либо по вторым гармоникам), фигурирующей в уравнениях типа (2).

Аналогично, для определения скорости V_2 источников на участке Δt_2 находилась разность Δt_2 моментов прихода двух последовательных максимумов излучения, наблюдавшихся на частоте 12,5 МГц и так же соответствовавших первой и второй гармоникам одного и того же события. События Ш и Шв типа различались по характеру первой гармоники, вторые гармоники в обоих случаях имели вид обычных диффузных всплесков Ш типа (см. рис. 1 а-д, а также работу Базеляна и др. 1974).

Гармоническая связь всплесков, образующих событие типа Ш или Шв, контролировалась по временному совпадению второй гармоники, наблюдавшейся на частоте 25 МГц, с первой гармоникой, наблюдавшейся на частоте 12,5 МГц (см. рис. 1а-д). Однако часть событий, включенных в обработку, наблюдалась на какой-либо одной из частот. Гармоническая связь всплесков в этом случае устанавливалась по характерному виду всплесков и их временной связи.

Расстояния Δr_1 и Δr_2 между соответствующими плазменными уровнями (определенные по событиям типа Ш) оказались равными: $\Delta r_1 = 2,36 R_\odot$ и $\Delta r_2 = 2,81 R_\odot$ ($R_\odot = 6,95 \cdot 10^{10}$ см - радиус Солнца).

Общее число событий типа Ш, вошедших в обработку, составило 68 (на частоте 25 МГц) и 59 (на частоте 12,5 МГц); общее число событий типа Шв составило соответственно 208 и 159. Из указанного общего количества событий 50 событий типа Ш и 130 событий типа Шв наблюдались одновременно (с учетом необходимого временного

сдвига) на обеих частотах, что позволило определить скорость V_1 и V_2 источников этих всплесков на обоих отрезках ($\Delta\nu_1$ и $\Delta\nu_2$) их траектории. В остальных же случаях можно было определить либо скорость V_1 (по наблюдениям на частоте 25 Мгц), либо скорость V_2 (по наблюдениям на частоте 12,5 Мгц).

IV. Результаты

На рис. 3 показаны нормированные интегральные распределения источников по скоростям, определяемые как относительное число $N(V)/N_\Sigma$ событий, скорость V которых удовлетворяет соотношению $V/c > \beta$. (N_Σ - общее число событий данного типа). Кривая (1) на этом рисунке представляет распределение по скоростям V_1 для источников типа Шв на участке $\Delta\nu_1$ (между плазменными уровнями 25 и 12,5 Мгц), кривая (2) - распределение по скоростям V_2 для источников типа Шв на участке $\Delta\nu_2$ (между плазменными уровнями 12,5 и 8,25 Мгц), кривая (3) - распределение по скоростям V_1 и V_2 на участках $\Delta\nu_1$ и $\Delta\nu_2$ для источников типа Ш.

Распределения, представленные кривыми (1)-(3) рис. 3 построены по полному числу событий, наблюдавшихся на каждой из частот 25 и 12,5 Мгц в отдельности.

Сравнение кривых (1) и (2) рис. 3 показывает, что распределение по скоростям V_1 источников всплесков типа Шв на участке $\Delta\nu_1$ смещено в область больших значений скоростей, чем аналогичное распределение по скоростям V_2 на участке $\Delta\nu_2$. Так, для 80% всех событий типа Шв скорость V_1 лежит в интервале значений $0,84c < V_1 < 0,81c$, тогда как скорость V_2 лежит в интервале значений $0,28c < V_2 < 0,54c$. Среднее значение скорости этих источников на участке $\Delta\nu_1$ равно $\langle V_1 \rangle = (0,46 \pm 0,01)c$, тогда как на участке $\Delta\nu_2$ оно равно $\langle V_2 \rangle = (0,38 \pm 0,01)c$. Отношение $\langle V_2 \rangle / \langle V_1 \rangle$ средних скоростей равно $0,83 \pm 0,03$ (все приводимые ошибки здесь и далее являются среднеквадратичными).

Для источников всплесков типа Ш распределение по

скоростям на обоих участках (Δv_1 и Δv_2) практически совпадают. Для 90% всех событий типа Ш скорости V_1 и V_2 лежат в интервале значений $0,270 < V_{1,2} < 0,45$ С. Средние значения скоростей $\langle V_1 \rangle$ и $\langle V_2 \rangle$ этих событий равны соответственно $(0,35 \pm 0,01)$ С и $(0,34 \pm 0,01)$ С, что, вообще говоря, и должно следовать из самой методики определения величин Δv_1 и Δv_2 в уравнениях типа (2).

Для детального выяснения характера движения отдельных источников всплесков значения скоростей V_1 и V_2 каждого события, наблюдавшегося как на 25, так и на 12,5 Мгц, были нанесены на плоскость (V_1, V_2). При этом события типа Шв представлены диаграммой, изображенной на рис. 4а, а события типа Ш — диаграммой, изображенной на рис. 4в. На каждой из этих диаграмм область всех возможных соотношений между V_1 и V_2 разбивается биссектрисой, выходящей из начала координат, на две меньшие области I и II. Для точек, попавших в верхнюю область (область I) $V_2 > V_1$, следовательно, такие точки отображают движение источников всплесков с ускорением. Наоборот, для точек, попавших в нижнюю область (область II), $V_2 < V_1$ и, следовательно, такие точки отображают движение источников с замедлением.

Сравнение диаграмм, представленных на рис. 4а и 4в, показывает, что распределение точек между областями I и II, характеризующее событие типа Шв (рис. 4а) существенно отличается от распределения, характеризующего событие типа Ш (рис. 4в). Так, если для событий типа Ш имеет место примерно одинаковое распределение точек между областями I и II, то для событий типа Шв распределение точек существенно неравномерно: из общего количества 130 точек только 30 из них попадают в область I, где $V_2 > V_1$, остальные же 100 точек попадают в область II, где $V_2 < V_1$.

Для удобства сравнения на рисунках 5а и 5в приведены распределения тех же событий в зависимости от отношения скоростей V_2/V_1 для каждого события. Из рис. 5а и 5в наглядно видно, что распределение событий

в зависимости от отношения скоростей, построенное для событий типа Шв (рис. 5а), существенно отличается от аналогичного распределения, построенного для события типа Ш (рис. 5в).

Если среднее значение отношения V_2/V_1 для событий типа Ш равно $\langle V_2/V_1 \rangle = 1,02 \pm 0,02$, то для событий типа Шв оно равно $\langle V_2/V_1 \rangle = 0,85 \pm 0,02$. Таким образом, этот результат, полученный из анализа характера движения индивидуальных событий, согласуются с результатом, полученным из рассмотрения средних значений скоростей источников на интервалах Δt_1 и Δt_2 . Становится очевидным, что источники всплесков типа Шв при своем движении между плазменными уровнями 25 и 6,25 Мгц испытывают торможение, приводящее к уменьшению их скорости в среднем на $15 \pm 17\%$.

На рис. 6 приведена диаграмма, показывающая распределение отдельных событий типа Шв, характеризующихся отношением V_2/V_1 скоростей, в зависимости от скорости V_1 на первом из участков траектории. Здесь же кружочками показаны средние значения отношения V_2/V_1 для событий, заключенных в интервалах $\Delta V_1 = 0,1C$ в диапазоне значений скорости V_1 от 0,3C до 0,7C. Вертикальные линии, проведенные по обе стороны от средних значений, показывают среднеквадратичную ошибку найденных средних значений. Кривая на рис. 6 показывает зависимость среднего значения отношения от величины скорости V_1 на первом отрезке траектории. Из рис. 6 видно, что, во-первых, с увеличением скорости V_1 среднее значение отношения V_2/V_1 уменьшается и что, во-вторых, среднее значение этого отношения равно единице при значении скорости $V_1 \approx 0,35C$.

Заметим здесь, что наблюдающийся значительный разброс в величине отношения V_2/V_1 для источников, заключенных в одном и том же интервале значений скорости V_1 , может быть связан как с ошибками измерения величин временных интервалов Δt ($\sim 10\%$), так и с тем, что фактические значения расстояний Δr_1 и Δr_2 , проходимые индивидуальными источниками между соответствующими плазменными уровнями, могут заметно отличаться от

принятых здесь средних значений этих величин. Последнее может быть связано, например, с различием индивидуальных траекторий источников, движущихся в среде со значительными крупномасштабными неоднородностями электронной концентрации.

Другой причиной указанного разброса величины V_2/V_1 для данного значения V_1 может быть зависимость энергетических потерь не только от начальной скорости пучка, но и от его концентрации.

В заключение подчеркнем, что, хотя конкретные значения величин скоростей потоков между соответствующими плазменными уровнями получены в предположении о неизменной средней (по совокупности событий) скорости потоков, вызывающих обычные (диффузные) всплески типа Ш, величина которой принята равной $\langle V_1 \rangle = C/3$, общий вывод о различии в характере движения потоков, вызывающих всплески типа Ш и Шв, не зависит от сделанного предположения. Это различие состоит в том, что, независимо от принимаемой модели короны, как начальная скорость V_1 , так и относительное изменение (конкретно—уменьшение) этой скорости для источников всплесков типа Шв, движущихся между плазменными уровнями 2 и 6,25 Мгц, всегда больше, чем аналогичные величины, характеризующие источники всплесков типа Ш. Этот общий вывод следует из простого сопоставления диаграмм, представленных на рисунках 4(а) и 5(а), с одной стороны, и диаграмм, представленных на рисунках 4(в) и 5(в), — с другой.

У. Д и с к у с с и я

Формулируем основные результаты работы.

Средняя скорость потоков, вызывающих всплески типа Шв, на отрезке траектории между плазменными уровнями $f_{41} = 25$ Мгц и $f_{42} = 12,5$ Мгц равна $\langle V_1 \rangle = (0,48 \pm 0,01)C$, тогда как на отрезке траектории между плазменными уровнями $f_{42} = 12,5$ Мгц и $f_{43} = 6,25$ Мгц она равна $\langle V_2 \rangle = (0,38 \pm 0,01)C$.

Среднее значение отношения скоростей V_2/V_1 для этих потоков равно $\langle V_2/V_1 \rangle = 0,85 \pm 0,02$, причем оно

зависит от скорости V_1 на первом участке траектории: с увеличением скорости V_1 среднее значение отношения V_2 / V_1 уменьшается, достигая величины $\langle V_2 / V_1 \rangle = 0,7$ при $V_1 = 0,6C$. Таким образом, торможение потоков, вызывающих всплески типа Шв, на участке траектории между плазменными уровнями 25 и 6,25 Мгц увеличивается с увеличением начальной скорости потока.

Эффект торможения является пороговым - он исчезает при величине скорости потока $V_1 \approx 0,35C$.

Наличие критической скорости $V_1 \approx 0,35C$, начиная с которой возникает торможение, свидетельствует о бесстолкновительном механизме потерь энергии частицами пучка. Таким механизмом, как уже указывалось во Введении, может быть индуцированное рассеяние генерируемых пучком плазменных волн на частицах холодной плазмы.

Несмотря на то, что даже при сильном индуцированном рассеянии плотность энергии плазменных волн в нерезонансной области фазовых скоростей мала по сравнению с кинетической энергией пучка, эффекты торможения будут проявляться в полной мере, поскольку путь, проходимый пучком между рассматриваемыми уровнями солнечной короны, весьма большой ($\Delta r_1 + \Delta r_2 \approx 3,5 \times 10^{11} \text{ см}$).

Рассмотрим, для простоты, торможение полностью стабилизированного пучка. При этом необходимо, конечно, иметь в виду, что в действительности электронные пучки в условиях короны стабилизированы частично, т.е. при скоростях $V_s > 0,3C$ наряду с индуцированным рассеянием необходимо учитывать также квазилинейные эффекты.

Эффективность торможения стабилизированного пучка можно оценить следующим образом. Пусть имеется однородный поток с концентрацией n_s , средней скоростью V и протяженностью по высоте Δr_s . В случае стабилизированного пучка почти все генерируемые им плазменные волны сосредоточены в нерезонансной области фазовых скоростей и имеют плотность энергии (Зайцев, 1970)

$$W = \frac{8\sqrt{2}\alpha}{3} \cdot \frac{(1+T_e/T_i)^2}{T_e/T_i} \cdot \frac{\omega_L}{\omega - k^*V} \cdot \frac{V_{Ti}V}{(\Delta V)^2} \cdot \frac{n_s m_e V^2}{2} \quad (4)$$

Поскольку фазовая скорость этих волн больше скорости потока, они не перепоглощаются частицами пучка (т.е. являются перерезонансными), и за потоком частиц возникает шлейф плазменных волн. Эти волны постепенно затухают из-за столкновений^{*)} или высвечивания вследствие трансформации в электромагнитное излучение.

Отметим, уравнение описывающее потери средней энергии пучка из-за образования шлейфа нерезонансных плазменных волн, имеет следующий вид:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{m_e V^2 n_s \Delta \tau_s}{2} \right) = -WV \quad (5)$$

Уравнение (5) написано для столба единичного сечения длины $\Delta \tau_s$. Для простоты рассматривается нерелятивистское приближение. Полагая $n_s \Delta \tau_s = \text{const}$ и $\Delta \tau_s(t) = \Delta \tau_s(0) + t \Delta V$, из (4) и (5) получим:

$$\frac{V_2}{V_1} = \left[1 + \frac{8\sqrt{2}\pi}{3} \cdot \frac{(1+T_e/T_i)^2}{T_e/T_i} \cdot \frac{\omega_L}{\omega - k^*V} \cdot \frac{V_{Ti} V_1^2}{(\Delta V)^3} \cdot \ln \frac{\Delta \tau_s(t)}{\Delta \tau_s(0)} \right]^{-1/2} \quad (6)$$

Здесь ΔV — дисперсия скоростей в потоке, которая в первом приближении считается неизменной, k^* — волновой вектор нерезонансных плазменных волн, V_{Ti} — тепловая скорость ионов в короне.

Из соотношения (6) видно, что потери, в соответствии с экспериментальными данными, действительно растут с ростом начальной скорости V_1 пучка.

Таким образом, полученные данные позволяют предположить следующую схему взаимодействия быстрого электронного пучка с плазмой солнечной короны. Если в корону инжектируется пучок со скоростью, значительно превышающей $(0,26 \pm 0,33)C$, он относительно быстро (на масштабе порядка $2,5 R_\odot$) тормозится до скоростей порядка $0,35C$,

*) Здесь рассматривается случай верхней короны, где

$\Delta \tau_s / V_s < \nu_{эф}^{-1}$, ($\nu_{эф}$ — эффективное число соударений электронов в короне)

при которых становятся несущественными потери из-за индуцированного рассеяния. После этого пучок выходит на квазилинейный режим разлета, при котором торможение лучка становится существенно меньшим.

В заключение авторы выражают благодарность С.Я. Брауде, А.В. Меню, В.В. Железнякову и Н.А. Митякову за полезное обсуждение к помощь.

Подписи к рисункам

Рис. 1. Динамические спектры всплесков и соответствующие им профили интенсивности на фиксированных частотах 25 и 12,5 МГц a, b - события типа Ш, c, d - события типа Шв.

Рис. 2. Геометрия движения источника всплесков и лучей, выходящих с плазменных уровней f_{L1} и f_{L2} и принимаемых наземным наблюдателем. На рисунке для простоты изображен случай, когда активная область (А.О.) расположена на солнечном экваторе ($\psi = 0$)

Рис. 3. Нормированные интегральные распределения $N(V/c > \beta) / N_{\Sigma}$ - источников всплесков по скоростям, (N_{Σ} - общее число событий рассматриваемого типа). Кривая 1 соответствует событиям типа Шв на интервале $\Delta \nu_1$ (между плазменными уровнями 25 и 12,5 МГц), кривая 2 - событиям типа Шв на интервале $\Delta \nu_2$ (между плазменными уровнями 12,5 и 6,25 МГц), кривая 3 - событиям типа Ш на интервалах $\Delta \nu_1$ (символ ∇) и $\Delta \nu_2$ (символ \square).

Рис. 4. Диаграмма распределения источников всплесков по скоростям V_1 и V_2 .
 a - для событий типа Шв;
 b - для событий типа Ш.

Рис. 5. Распределение источников всплесков в зависимости от величины V_2/V_1 .
 a - для событий типа Шв;
 b - для событий типа Ш.

Рис. 6. Зависимость эффективности торможения (характеризующегося отношением V_2/V_1 скоростей) источников всплеска типа Шв от величины начальной скорости V_1 этих источников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. и Железняков В.В. 1958;
Астрономический журнал., 35, 684.
2. Wild J.P., Smerd F. 1972
Ann.Rev.Astron.and Astrophys., 10, 159.
3. Sturrock P.A. 1964
"Physics of Solar Flares" (AAS-NASA
Symposium, Washington, NASA SP-50)
Ed.W.N.Hess, Washington, 1964, p.357.
4. Железняков В.В., Зайцев В.В. 1970.
Астрономический журнал, 47, 60.
5. Zaitsev V.V., Mityakov N.A., Rapoport V.O.
1972
Sol.Phys., 24, 444.
6. Каплин С.А., Цытович В.Н. 1967.
Астрономический журнал, 44, 1194.
7. Baselyan L.L., Goncharov N.Yu., Zaitsev
V.V., Zinichev V.A., Rapoport V.O. and
Tsybko Ya.G. 1974 , Sol.Phys., 39, 223.
8. Feinberg J., Stone R.G. 1970, Sol.Phys.,
15, 433.
9. Stewart R.T. 1965, Austral.J.Phys.,
18, 67.
10. Зайцев В.В. 1970,
Изв. ВУЗов, (Радиофизика), 13, 837.

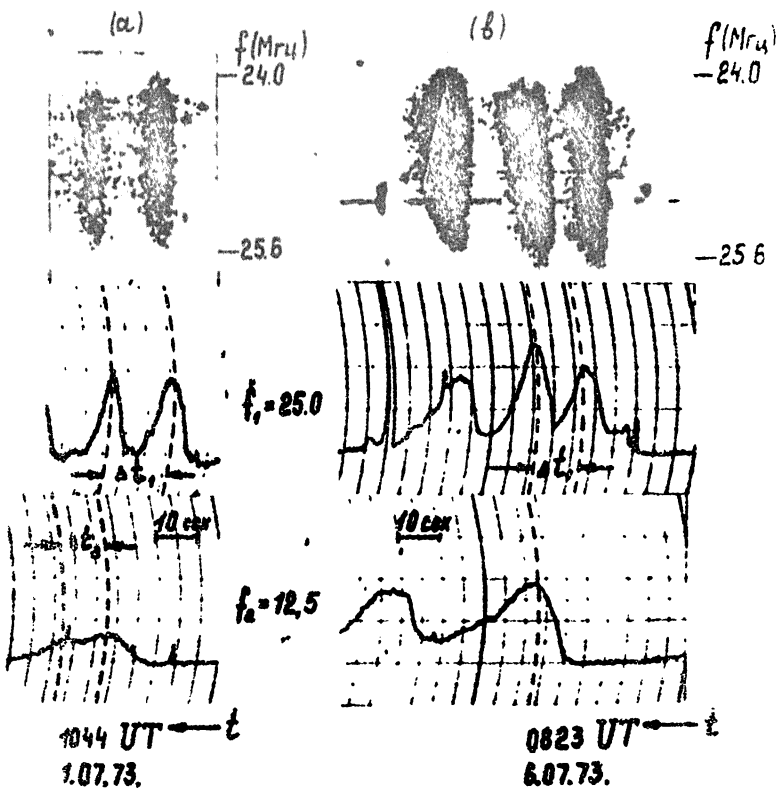


Рис. 1

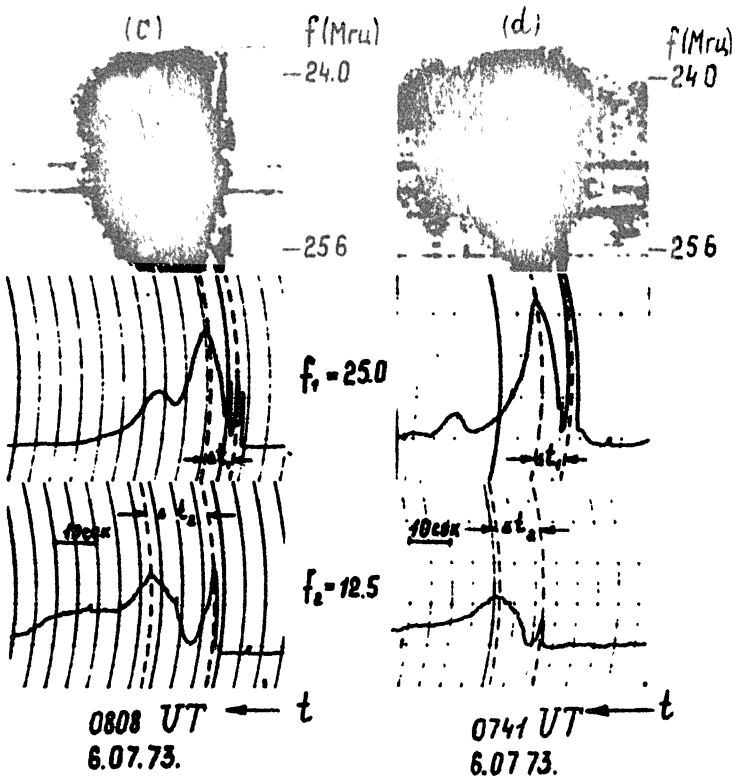


Рис. 1.

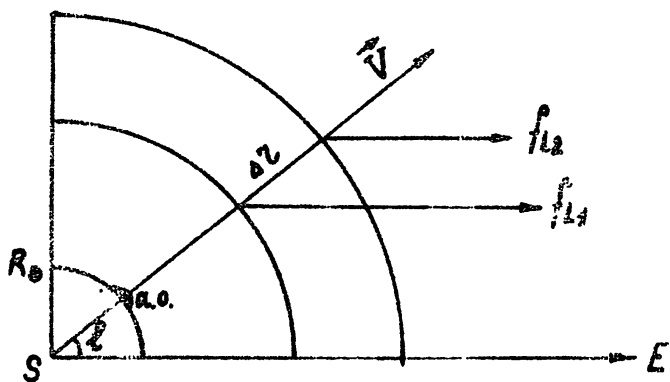


Рис. 2

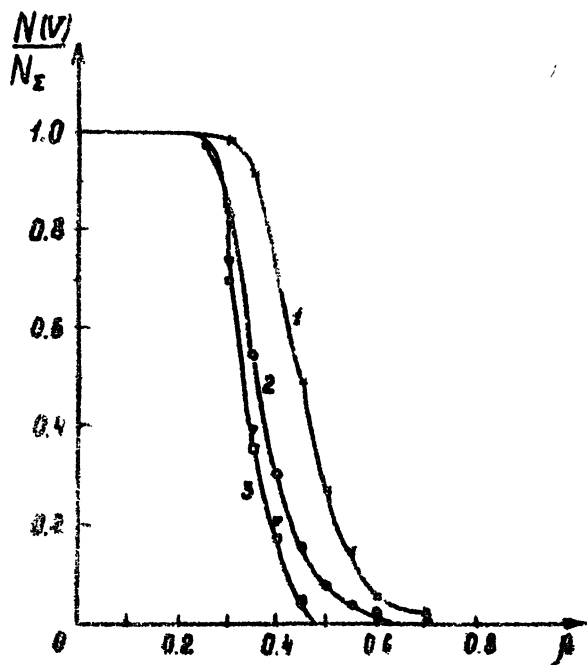


Рис. 3

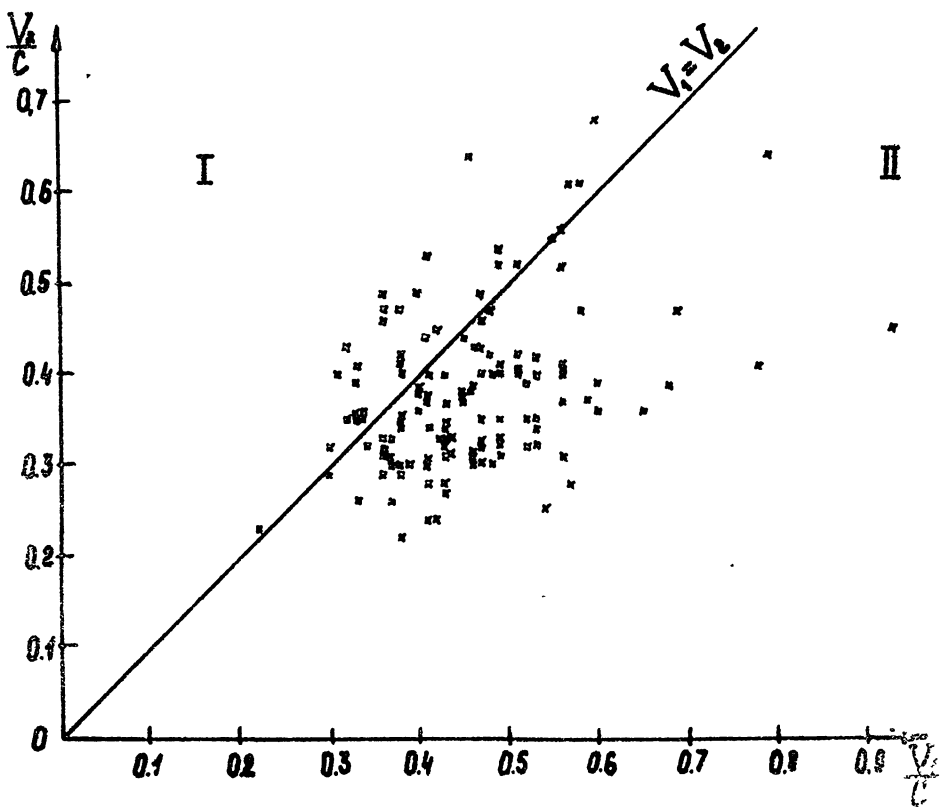


Рис. 4 а

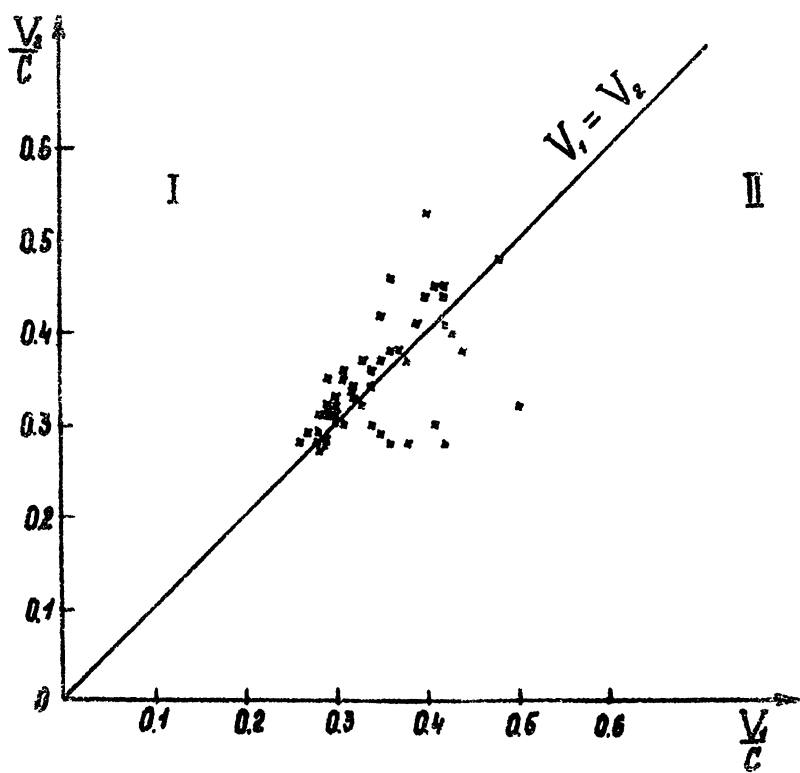


Рис. 4 в.

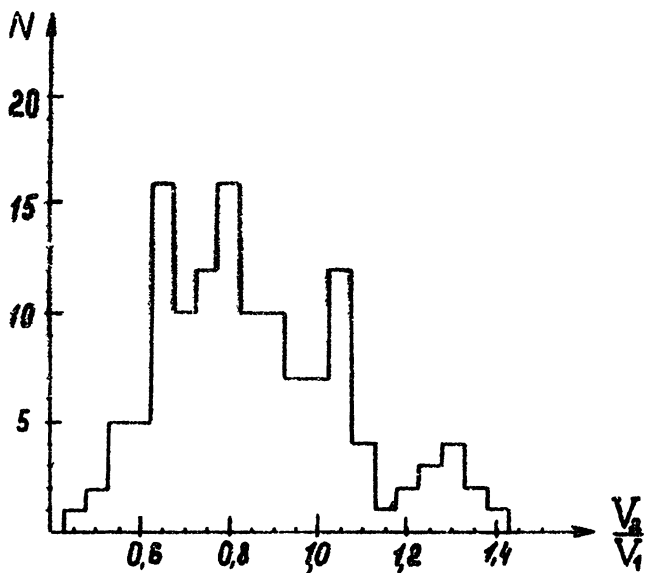


Рис. 5 а

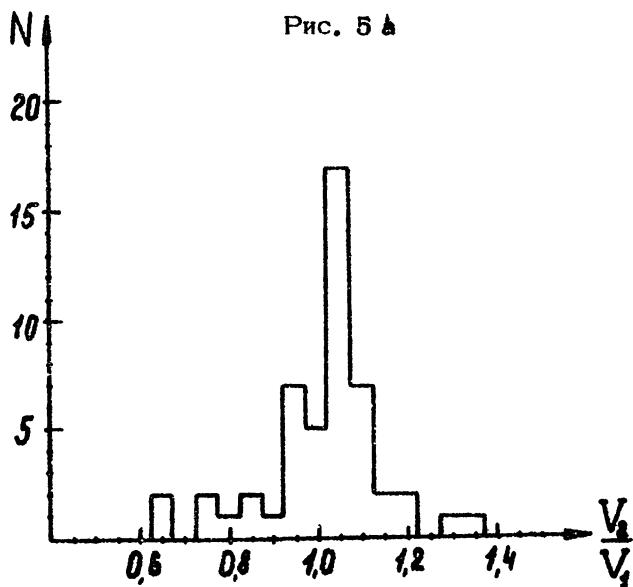


Рис. 5 в

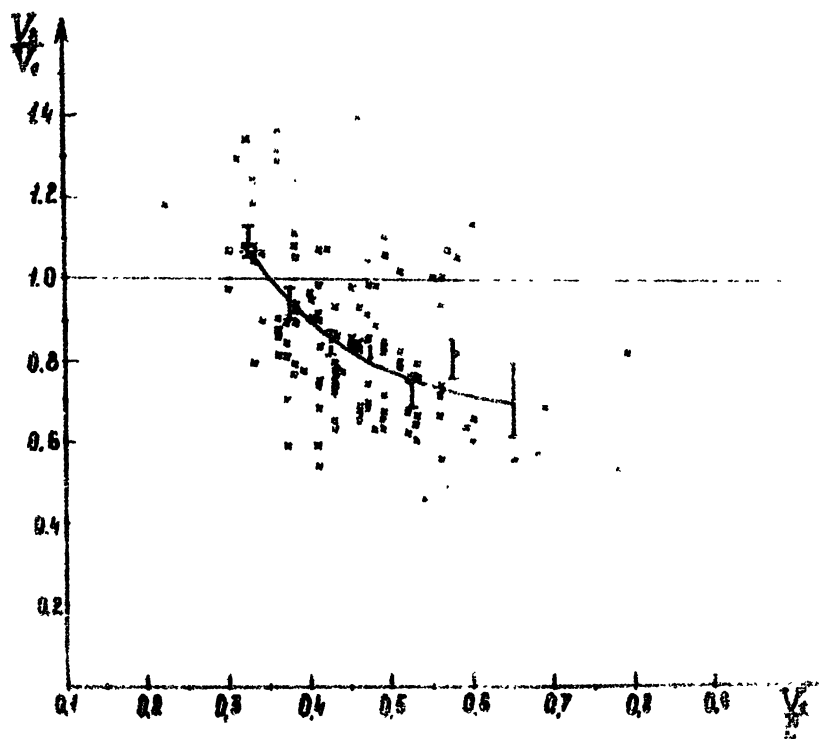


FIG. 1.