

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ III ТИПА В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ. 1. ВРЕМЕННОЙ ПРОФИЛЬ

Исследуется распространение электромагнитных волн в плазме солнечной короны от точки генерации к наблюдателю на основании общепринятой плазменной теории генерации всплесков III типа. Особое внимание уделено возрастанию групповой скорости электромагнитных волн при изменении плотности плазмы по мере удаления от Солнца. Получено аналитическое выражение для групповой скорости волны как функции координаты точки генерации и расстояния от точки генерации. На его основании получено групповое запаздывание для двух моделей короны. Благодаря учету пространственного размера пучка электронов получен профиль электромагнитного излучения. Рассмотрен пучок электронов, имеющий тонкую структуру. Показано, что профиль излучения от такого пучка похож на наблюдаемый профиль всплесков III типа с тонкой структурой. Рассмотрен также сферический пучок с монотонно увеличивающимся радиусом, получены динамический спектр и длительность всплесков III типа в широкой полосе частот.

Ключевые слова: всплески III типа, радиоизлучение, групповая скорость, групповая задержка, временной профиль

1. Введение

Солнечные всплески III типа наблюдаются с середины прошлого века и являются наиболее изученной компонентой солнечного спорадического радиоизлучения [1]. Считается, что эти всплески генерируются пучками быстрых электронов, ускоренными в результате солнечных вспышек и распространяющимися в плазме солнечной короны. Наблюдаются всплески III типа в широком диапазоне частот, от 1 ГГц до десятков кГц [2]. Существует общепринятая теоретическая модель генерации всплесков III типа, основанная на плазменном механизме излучения [3]. Считается, что пучок электронов, двигаясь в плазме Солнечной короны, генерирует электромагнитные (ЭМ) волны на местной плазменной частоте, которые затем трансформируются в поперечные волны. Эти поперечные волны распространяются к Земле и регистрируются как всплески III типа.

Существуют модели, которые учитывают анизотропию короны, например, в работе [4] плотность электронов задается двумя параметрами (расстоянием от Солнца и гелиоцентрической широтой), что позволяет моделировать тонкие стримеры с волокнистой структурой, которые могут приводить к всплескам III типа с тонкой частотной структурой.

В работе [5] численно решалась задача о нахождении группового запаздывания и скорости

частотного дрейфа ЭМ излучения точечного пучка в зависимости от параметров задачи в декаметровом диапазоне длин волн для первой и второй гармоник всплесков III и IIIb типа. Получено, что групповое запаздывание в основном влияет на первую гармонику и учет группового запаздывания дает результат, который хорошо согласуется с наблюдательными данными.

Несколько лет назад в ряде работ [6–8] моделировалось радиоизлучение всплесков III типа. Авторы этих работ анализировали ЭМ излучение, генерируемое пучком электронов на первой и второй гармониках. Предполагалось, что пучок имеет форму конуса. По характеристикам электронного пучка рассчитывался профиль регистрируемого на Земле всплеска. В модели учитывался процесс генерации поперечной волны пучком быстрых электронов и распространение ЭМ волны в области генерации. Были получены характеристики регистрируемого излучения. По нашему мнению, в работах [6–8] недостаточно полно освещен вопрос об изменении групповой скорости ЭМ волны за счет уменьшения плотности плазмы в короне на расстоянии, превышающем размер пучка.

В настоящей работе на основании общепринятой плазменной теории генерации всплесков III типа [1–3, 9, 10] анализируются эффекты распространения поперечной волны в плазме, плотность которой уменьшается с расстоянием, от точки генерации (ТГ) до наблюдателя; определяется величина группового запаздывания ЭМ

волны; рассматриваются пучки электронов переменной плотности и размера. В работе исследуется также влияние на профиль регистрируемого ЭМ излучения угла между направлением на наблюдателя и направлением распространения пучка. Результаты численных расчетов мы сравниваем с данными, полученными на радиотелескопе УТР-2 в диапазоне частот $10 \div 30$ МГц.

2. Постановка задачи

Недавно были обнаружены быстрые всплески III типа в декаметровом диапазоне длин волн и была предложена модель, позволяющая объяснить появление этих всплесков в предположении точечного источника излучения [11]. Такое предположение оправдано для качественного описания всплесков III типа. Действительно, в соответствии с наблюдательными данными принято считать, что поперечный размер пучка электронов, который генерирует всплески III типа в декаметровом диапазоне, сравним с радиусом Солнца. Тогда для получения расчетного профиля всплеска от пучка реального размера приближения точечного пучка недостаточно. В общем случае при описании процесса распространения ЭМ волны через плазму солнечной короны необходимо учитывать зависимость плотности плазмы от координаты на всем пути движения ЭМ волны.

В настоящей работе мы исследуем распространение ЭМ излучения от ТГ до наблюдателя. Предполагаем, что механизм генерации всплесков III типа плазменный. Рассмотрим пучок электронов, который распространяется в плазме солнечной короны. Такой пучок может генерировать ЭМ излучение на первой гармонике на частоте $f_F(r) = \omega_{pe}(r)/2\pi$ и на второй гармонике на частоте $f_H(r) = \omega_{pe}(r)/\pi$, где $\omega_{pe}(r) = \sqrt{4\pi e^2 n(r)/m_e}$ – местная плазменная частота, e и m_e – заряд и масса электрона, r – текущая координата, $n(r)$ – плотности плазмы солнечной короны. В этой работе мы рассматриваем только первую гармонику $f_F(r)$: $l_w + i \rightarrow t_w + i$, т. е. ленгмюровские волны l_w , рассеиваясь на ионах i , трансформируются в поперечные волны t_w . В отличие от работы [11], в которой решалась задача о нахождении скорости частотного дрейфа всплесков III типа для пучка пренебрежимо малого размера, в настоящей работе учитывается пространственный размер пучка и рассмат-

риваются два случая: пучок сферической формы фиксированного размера и монотонно расширяющийся сферический пучок. Размер пучка электронов мы выбираем таким образом, чтобы в короне на высоте, которая соответствует частоте 30 МГц, диаметр пучка был бы равен радиусу Солнца, что согласуется с общеизвестными наблюдательными значениями. Считаем, что излучение ЭМ волн происходит в каждой точке пучка на местной плазменной частоте. То есть излучение на заданной частоте $f_1(R_1)$ длится до тех пор, пока пучок пересекает высоту в короне R_1 [10], местная плазменная частота на которой соответствует заданной частоте $\omega_{pe}(R_1) = 2\pi f_1(R_1)$. Рассмотрев последовательный набор частот, мы получаем расчетный динамический спектр. В общем случае пучок может двигаться под углом к наблюдателю. Будем считать, что плотность плазмы солнечной короны сферически симметрична, тогда направление распространения пучка можно задать не двумя углами (азимутом и углом места), а одним углом α – углом между направлением распространения пучка и направлением на наблюдателя (см. рис. 1). Как было отмечено, мы учитываем пространственный размер пучка электронов, для этого при численном расчете разбиваем объем пучка на большое количество (обычно не менее 10^6) “элементарных” объемов. Элемент пучка, заключенный в каждый элементарный объем, независимо взаимодействует с плазмой и излучает ЭМ волну как точечный источник. Интенсивность излучения каждого элемента пучка может зависеть от локальной плотности пучка в данной точке. Непрерывное движение пучка в интервале времени между началом излучения на переднем фронте пучка и окончанием излучения на его заднем фронте представляем последовательностью излучений в моменты времени $\{t_i\}_{i=1}^N$. При расчетах мы вы-

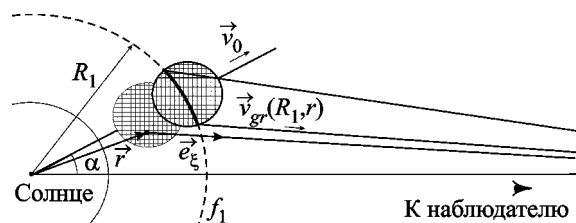


Рис. 1. Схема модели для численного анализа распространения ЭМ волны, генерируемой пучком быстрых электронов

бирали значение $N = 100$. Для каждого момента времени учитываем только те элементы пучка, излучение от которых происходит на частоте f_i . Суперпозиция этих излучений во все моменты времени t_i дает профиль излучения на выбранной частоте. Считая суммарную интенсивность излучения пропорциональной количеству учтенных элементов пучка, получаем расчетный профиль интенсивности излучения. Физическим смыслом такого профиля является профиль всплеска III типа.

В работах [5, 12] учитывается уменьшение плотности плазмы в короне по мере удаления от Солнца в случае точечного пучка. Мы используем аналогичный подход для вычисления группового запаздывания пучка, имеющего пространственный размер. Для примера рассмотрим произвольный элемент пучка электронов, генерирующий ЭМ волну, который распространяется в направлении на наблюдателя. Найдем групповую скорость $v_{gr}(r)$ этой ЭМ волны как функцию координаты:

$$v_{gr}(r) = \partial\omega_i(r)/\partial k_i(r),$$

где ω_i и k_i – частота и волновое число поперечной волны соответственно. Учтем, что в ТГ частота генерируемой ЭМ волны равна частоте плазменных колебаний в этой точке, $\omega_i(R) = \omega_{pe}(R)$. Законы дисперсии для поперечной и ленгмюровской волн:

$$\omega_i(r) = \sqrt{\omega_{pe}^2(r) + k_i^2(r)c^2},$$

$$\omega_i(r) = \sqrt{\omega_{pe}^2(r) + 3k_i^2(r)v_{Te}^2},$$

где ω_i и k_i – частота и волновое число ленгмюровской волны, v_{Te} – тепловая скорость электронов в плазме короны, c – скорость света. Из условия черенковского резонанса, $k_i(r) = \omega_{pe}(r)/v_0$, где v_0 – скорость пучка электронов, и в случае одномерной задачи, когда пучок и ЭМ волна распространяются на наблюдателя, получаем, что групповая скорость ЭМ волны зависит от координаты ТГ и меняется с расстоянием (см. также [5, 12]):

$$v_{gr}(R, r) = c \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2(r)}{\omega_{pe}^2(R)(1 + 3v_{Te}^2/v_0^2)}}. \quad (1)$$

С ростом расстояния от Солнца плазменная частота $\omega_{pe}(r)$ уменьшается и, следовательно, групповая скорость ЭМ волны (1) растет до скорости света c . Разность между временем прихода ЭМ волны от ТГ до Земли со скоростями $v_{gr}(R, r)$ и c , так называемое групповое запаздывание (групповая задержка) [5, 12], равна:

$$t_D(R) = \int_R^{R_E} \left(\frac{1}{v_{gr}(R, r)} - \frac{1}{c} \right) dr, \quad (2)$$

где R_E – расстояние от Солнца до наблюдателя. Видно, что групповая задержка зависит от профиля плотности солнечной плазмы. Необходимость учета формулы (1) можно продемонстрировать на примере модели короны Баумбаха–Аллена [13]:

$$n_{BA}(r) = 10^8 \left(1.55(r/R_S)^{-6} + 2.99(r/R_S)^{-16} \right), \quad (3)$$

где $n_{BA}(r)$ – изменение плотности солнечной короны с расстоянием, см^{-3} . Предположим, что $v_0 = 10^{10}$ $\text{см}/\text{с}$, $v_{Te} = 4 \cdot 10^8$ $\text{см}/\text{с}$. Рассмотрим отношение радиуса Солнца R_S к групповой скорости $v_{gr}(R, r)$ вблизи ТГ (см. рис. 2). Сплошная кривая соответствует изменению групповой скорости ЭМ волны, генерируемой произвольным элементом пучка на высоте R_1 , местная плазменная частота на которой равна 30 МГц. Пунктирная линия соответствует высоте R_2 , на которой плазменная частота равна 20 МГц. Заштрихованные площади под каждой кривой равны групповому запаздыванию ЭМ волн, генерируемых на высотах R_1 и R_2 соответственно.

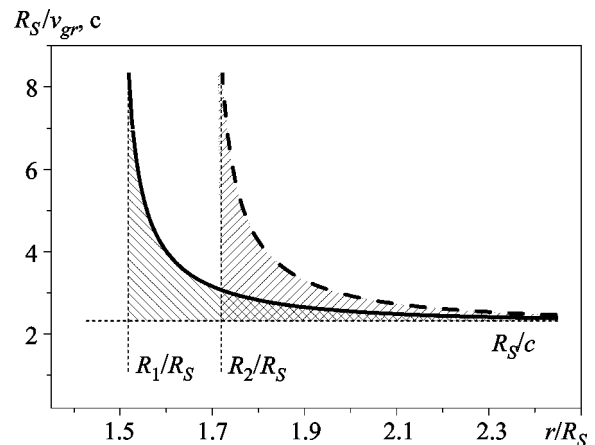


Рис. 2. Обратная групповая скорость как функция расстояния до Солнца

Согласно формуле (1) в ТГ скорость ЭМ волны равна $0.07c$. В модели короны (3) разность высот генерации ЭМ волн с местной плазменной частотой 20 МГц и 30 МГц равна $R_2 - R_1 \approx 1.7R_S - 1.5R_S = 0.2R_S$. На рис. 2 видно, что групповая скорость ЭМ волны, генерируемой на высоте R_1 , существенно увеличивается уже на высоте R_2 и практически достигает скорости света на высоте $r \approx 2.3R_S$. Поэтому мы, как и было отмечено выше, учитываем пространственный размер пучка при расчете профиля всплеска III типа в декаметровом диапазоне длин волн.

Сравним величины групповой задержки (2) в модели короны Баумбаха–Алена (3) и в модели Ньюкирка [14]

$$n_N(r) = 4.2 \cdot 10^4 \cdot 10^{4.32R_S/r}, \quad (4)$$

где $n_N(r)$ – плотность солнечной плазмы, см^{-3} .

На рис. 3 показана групповая задержка ЭМ излучения в полосе частот $5 \div 45$ МГц для этих двух моделей короны. Видно, что, например, для излучения на частоте 20 МГц в модели короны Баумбаха–Алена групповая задержка составляет 0.9 с, а в модели Ньюкирка на этой же частоте она равна 2 с.

Выше мы описывали модель, в которой пучок распространяется строго на наблюдателя. Рассмотрим более общий случай, когда пучок электронов распространяется под углом к наблюдателю. Пусть скорость пучка \vec{v}_0 направлена под углом α к наблюдателю (см. рис. 1). По аналогии с обсуждаемым ранее примером разобьем такой

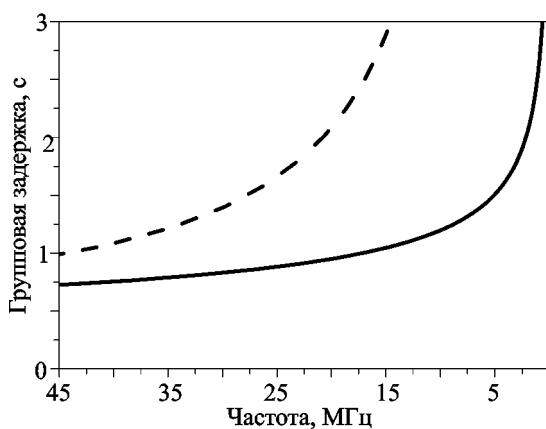


Рис. 3. Групповая задержка как функция частоты регистрируемой волны для моделей короны Ньюкирка (4) (пунктирная кривая) и Баумбаха–Алена (3) (сплошная кривая)

пучок на большое количество “элементарных” объемов, каждый из которых как точечный источник независимо приводит к излучению ЭМ волны. Рассмотрим ЭМ излучение от произвольного элемента пучка на местной плазменной частоте. Для расчета времени прихода излучения от точечного источника введем ось ξ , проходящую через ТГ к наблюдателю. Будем предполагать, что излучение распространяется вдоль оси ξ . Полное время движения ЭМ излучения может быть вычислено как интеграл от обратной групповой скорости $\left(\int \frac{d\xi}{v_{gr}(R, \xi)} \right)$ вдоль этой траектории от ТГ до Земли:

$$t = \int_0^{\xi_{\max}} \frac{d\xi}{v_{gr}(R, |\vec{r} + \xi \vec{e}_{\xi}|)}, \quad (5)$$

где $|\vec{r} + \xi \vec{e}_{\xi}|$ – расстояние от центра Солнца до точки с координатой ξ , \vec{e}_{ξ} – единичный орт в направлении вектора $\vec{\xi}$. В таких координатах генерация ЭМ волны происходит в начале отсчета $\xi = 0$, и $\xi_{\max} = |\vec{R}_E - \vec{R}|$ – расстояние от ТГ до Земли. В силу сложной геометрии задачи необходимо время движения ЭМ волны (5) считать численно и суммировать регистрируемый сигнал от разных элементов пучка. Индивидуальное описание каждого элемента пучка позволяет рассматривать наиболее общую ситуацию в генерации всплесков, в том числе динамически изменяющиеся параметры задачи.

3. Результаты численных расчетов

В рамках описанного выше подхода рассмотрим некоторые задачи. Ранее уже обсуждался вопрос о распространении пучка электронов в плазме солнечной короны, где на фоне основного спадающего профиля плотности имелось стационарное синусоидальное возмущение плотности малой амплитуды [10].

На рис. 4 приведен расчетный результирующий профиль ЭМ излучения, генерируемого однородным пучком электронов конечного размера сферической формы, как функция времени. По оси ординат отложено количество элементарных объемов, зарегистрированных на заданной частоте. По оси абсцисс отложено время от начала движения пучка (обычно вблизи по-

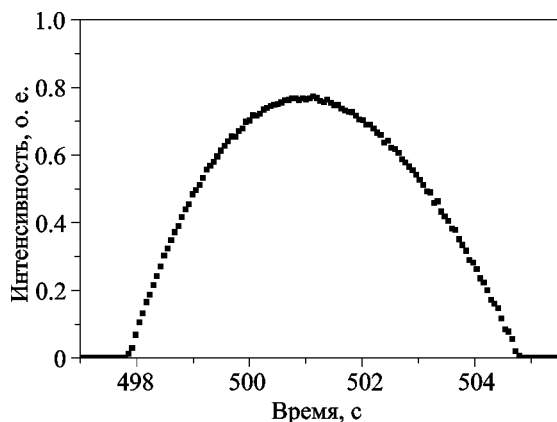


Рис. 4. Расчетный профиль всплеска III типа

верхности Солнца). Модель короны была выбрана в виде (3). Предполагалось, что количество элементарных объемов при разбиении равно $2 \cdot 10^7$ и пучок распространяется строго на наблюдателя, т. е. $\alpha = 0$ (рис. 1).

Сравним полученный расчетный профиль с профилем интенсивности реально наблюдаемых всплесков III типа. Расчетный профиль симметричен, полная длительность ЭМ излучения от переднего до заднего фронта составляет почти 7 с. Реально наблюдаемые временные профили всплесков III типа имеют длительности в декаметровом диапазоне $4 \div 10$ с и более крутую переднюю границу (см., например, [15]). Такой вид временного профиля может быть объяснен в рамках нашей модели несферической формой пучка электронов.

Рассмотрим другую задачу, в которой сферический пучок электронов имеет тонкую внутреннюю структуру и состоит из набора слоев переменной плотности (см. рис. 5). Характерный размер пучка электронов – $d \approx R_s$, толщина слоя в пучке – b , ось ζ направлена вдоль вектора скорости \vec{v}_0 . Белые слои на рисунке соответствуют минимальной плотности электронов в пучке, черные слои – максимальной плотности. Считаем, что области с минимальной плотностью не генерируют ЭМ волну. Такая задача может быть рассмотрена аналогично задаче с однородным пучком, если предположить, что “вес” – вклад в результирующее ЭМ излучение от каждого элементарного объема – неодинаковый от объема к объему и зависит от местоположения каждого элементарного объема в пучке. Мы предполагали, что “вес” w имеет одномерную синусоидаль-

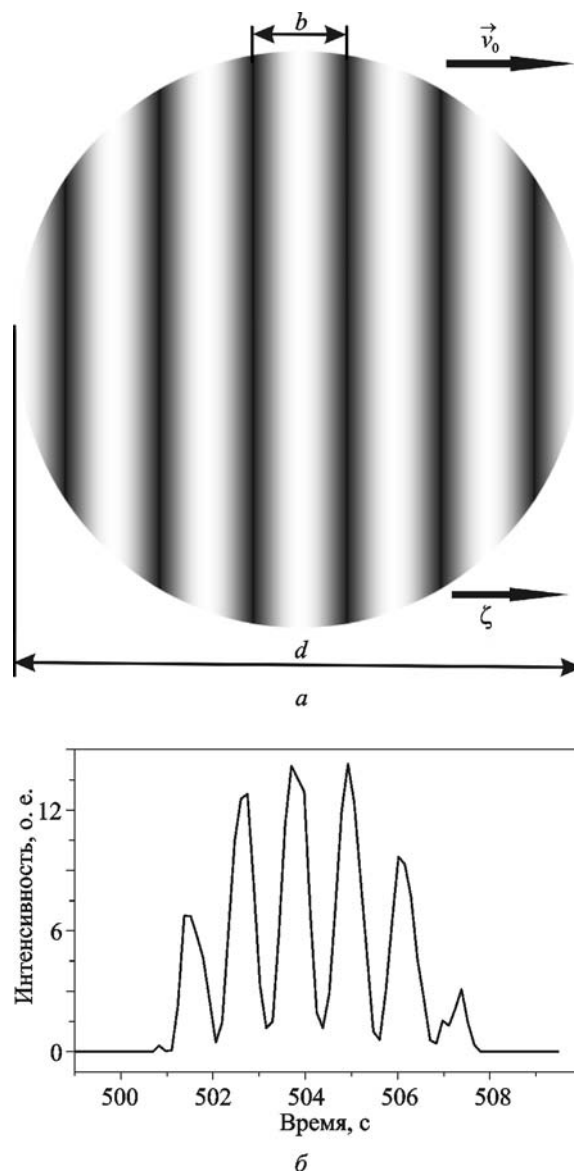


Рис. 5. Пространственно неоднородный пучок (а) и расчетный профиль ЭМ излучения для неоднородного пучка (б)

ную пространственную зависимость (см. рис. 5, а) вдоль вектора скорости, $w = \frac{1}{2} \left(\sin \frac{\pi \zeta}{d} + 1 \right)$, где a число слоев разной плотности в пучке. В примере на рисунке 5 параметр $a = 6$. В результате мы получили временной профиль ЭМ излучения с тонкой временной структурой (рис. 5, б). Здесь рассматривалась идеализированная модель, в которой интенсивность излучения элементарных объемов внутри пучка изменяется от $w_{\min} = 0$ до $w_{\max} = 1$. В реально наблюдаемых всплесках с тонкой временной структурой [15]

интенсивность в минимуме падает не до фонового излучения, а до некоторого уровня. Такая ситуация может быть получена увеличением значения w_{\min} . Разность $w_{\max} - w_{\min}$ задает высоту субвсплесков над фоновым излучением родительского всплеска III типа.

Рассмотрим случай, когда пучок с переменной плотностью распространяется под углом к наблюдателю. Проведя соответствующие аналогичные вычисления, мы получили расчетный временной профиль всплеска III типа для различных углов α . На рис. 6, а приведены профили ЭМ излучения с тонкой временной структурой для значений угла α равных 0° , 30° и 60° . Видно, что при увеличении угла α тонкая структура профиля излучения, связанная с пространственной неоднородностью пучка, исчезает. При угле $\alpha = 60^\circ$ тонкая структура становится неразличимой.

Недавно на УТР-2 в декаметровом диапазоне были обнаружены всплески III типа с тонкой временной структурой [15]. На рис. 6, б на фоне родительского всплеска III типа видны неболь-

шие колебания интенсивности – это проявление так называемых субвсплесков. Расчетный профиль с тонкой структурой (рис. 6, а) мы сравниваем с временным профилем реально наблюдавшегося на частоте 25 МГц всплеска III типа с тонкой временной структурой (см. рис. 6, б). Наблюдавшийся всплеск похож на расчетный при угле $\alpha = 30^\circ$.

Оценим максимальный критический угол, при котором еще различима тонкая структура. Интервал времени между приходом максимумов интенсивности излучения от соседних слоев определяется расстоянием между пиками плотности в пучке $t_m = b/v_0$. А длительность одного субвсплеска при движении пучка под углом равна разности времен прихода сигналов от крайних точек одного слоя. Ее можно оценить как время прохождения светом геометрической разницы хода: $t_\alpha = d \sin(\alpha/c)$. Времена t_m и t_α становятся сравнимыми при критическом значении угла

$$\alpha_{cr} = \arcsin\left(\frac{c}{v_0} \frac{b}{d}\right). \quad (6)$$

При углах, превышающих эту величину, субвсплески начинают перекрываться и тонкая структура всплесков становится менее заметной. Из наблюдений [11] следует, что всплески с тонкой структурой регистрируются в те дни, когда активная область находится вблизи центрального меридиана. Это свидетельствует о распространении пучка под небольшим углом к наблюдателю, что согласуется с расчетами, приведенными в настоящей работе. На рис. 6, б на профиле всплеска III типа видны 5 субвсплесков [15] на фоне родительского всплеска. В нашей модели количество субвсплесков соответствует числу слоев различной плотности в пучке. Если различимы 6 субвсплесков, то $b/d \approx 1/6$. Считая, что скорость пучка электронов равна $v_0 = 0.3c$, из (6) получаем максимальный критический угол $\alpha_{cr} \approx 34^\circ$. Если различимы не 6, а 5 субвсплесков, т. е. $b/d \approx 1/5$, тогда $\alpha_{cr} \approx 42^\circ$.

Приведенный здесь алгоритм расчета профиля ЭМ излучения может быть применен для рассмотрения пучков электронов различной формы и размера и для пучков переменного размера. Считается, что всплески III типа генерируются расширяющимся пучком электронов, который имеет форму конуса. Такая ситуация также может быть описана в рамках настоящей модели.

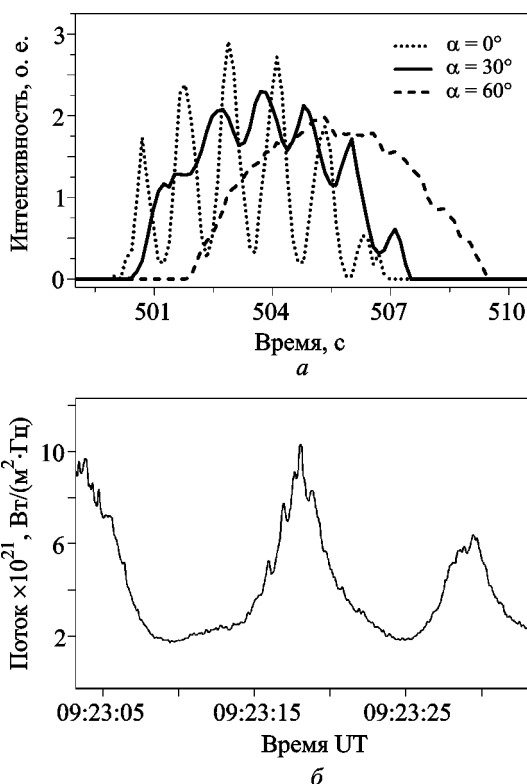


Рис. 6. Расчетный временной профиль ЭМ излучения для разных углов α на частоте 30 МГц (а), временной профиль всплеска III типа с тонкой структурой, наблюдавшийся 23 мая 2001 г. (б)

При этом мы ограничимся только расширяющимся сферическим пучком электронов. Предположим, что пучок электронов движется со скоростью $v_0 = 0.3c$ и монотонно расширяется, сохраняя сферическую форму (см. рис. 7, а). Такой пучок можно вписать в конус с углом 2φ при вершине. Рассмотренный ранее пучок постоянного размера является частным случаем расширяющегося пучка и реализуется при $\varphi = 0$. Из временных профилей для последовательного набора частот аналогичным образом получаем динамический спектр ЭМ излучения. На рис. 7, б представлен такой спектр в полосе частот $22 \div 100$ МГц, при расчетах полагалось $\varphi = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$. Как уже отмечалось ранее, размер пучка выбирали так, чтобы на 30 МГц диаметр пучка был примерно равен радиусу Солнца, предполагалась модель короны Баумбаха–Аллена (3). Видно, что динамический спектр расчетного всплеска III типа дрейфует от высоких частот к низким, длительность всплеска увеличивается с уменьшением частоты. Длительности всплесков III типа, наблюдаемых на этих частотах, немного меньше, чем длительность ЭМ излучения, полученная в настоящей работе. Это связано с тем, что при реальных наблюдениях длитель-

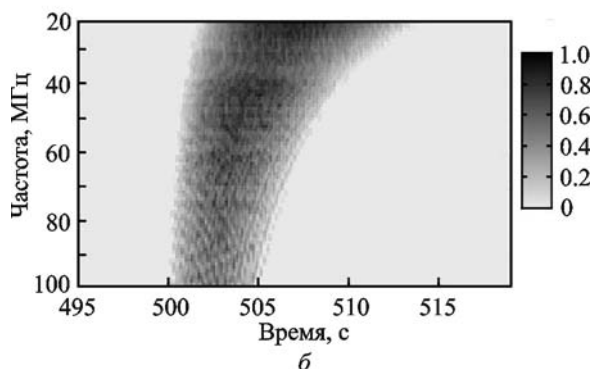
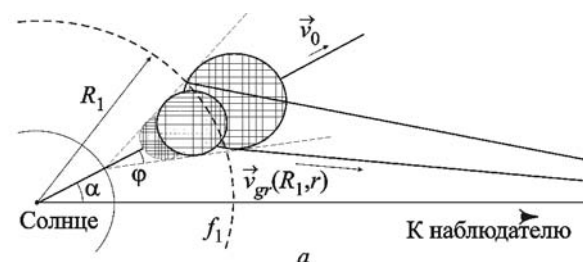


Рис. 7. Схема модели, в которой пучок с изменяющимся размером движется под углом к наблюдателю (а) и расчетный динамический спектр от расширяющегося пучка электронов (б)

ность обычно определяют, например, по уменьшению мощности излучения в два раза. При численном же расчете мы находили полную длительность всплеска.

В середине прошлого века отмечалось, что длительность всплесков III типа увеличивается при уменьшении частоты [1]. Позднее в ряде работ [2, 16, 17] и др. высказывалось предположение, что длительность всплесков может быть обратно пропорциональна частоте столкновений. В то же время на основании наблюдательных данных в работе [2] была предложена зависимость $T = 220/f$, где T – длительность, с; f – частота наблюдения, МГц (см. рис. 8). В работе [17] авторы анализировали длительности зарегистрированных всплесков III типа в существенно более широкой полосе частот, $300 \text{ кГц} \div 500 \text{ МГц}$, и получили зависимость:

$$T = 60f^{-2/3}. \quad (7)$$

В работе [18] обсуждаются мощные всплески III типа и авторы приходят к аналогичному выводу о том, что длительность этих всплесков лучше описывается зависимостью (7). На рис. 8 представлена расчетная зависимость длительности всплеска от частоты для случая $\varphi = 30^\circ$, $\alpha = 0^\circ$ (см. рис. 7, б). Мы аппроксимировали полученные числовые значения функциональной зависимостью $T = 73f^{-0.59}$, что согласуется с формулой (7). При численном расчете мы учитывали увеличение пространственного размера пучка, и полученный результат хорошо согласуется с наблюдаемым ранее. Это свидетельствует о том, что длительность всплеска III типа определяется пространственным размером пучка, генерирующего этот всплеск.

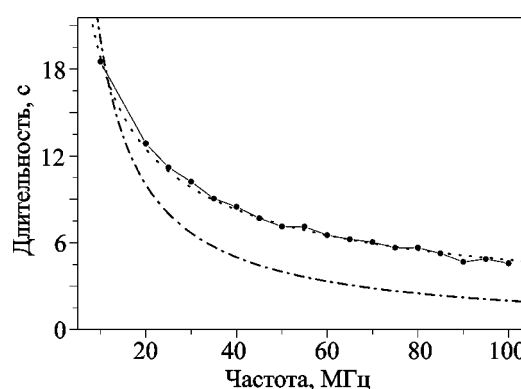


Рис. 8. Длительность всплесков III типа как функция частоты: —•—•— расчет; — — — $T = 73f^{-0.59}$; - · - · - $T = 220f^{-1}$

4. Выводы

Рассмотрен процесс распространения ЭМ волн, генерируемых пучком быстрых электронов. Основное внимание уделено изменению групповой скорости распространяющейся в плазме с переменной плотностью ЭМ волны. Построена модель, которая позволяет сделать численный расчет и получить временной профиль для пучков конечного размера различной формы и диаметра. Рассмотрен также случай, когда пучок распространяется под углом к наблюдателю. Полученные расчеты можно использовать, например, при решении обратной задачи в широком диапазоне частот, т. е. по профилю регистрируемого всплеска III типа определить характеристики пучка (такие, как размер, форма, наличие тонкой структуры, направление и скорость распространения и т. д.) и локальные параметры короны в ТГ.

Модель применена для объяснения наблюдаемых всплесков III типа с тонкой временной структурой. В предложенной постановке задачи пучок состоит из набора слоев переменной плотности. Найденное решение отражает основные наблюдаемые свойства всплесков с тонкой структурой: характерные длительности субвсплесков, отсутствие тонкой структуры при движении пучка под большими углами к наблюдателю. Полученные в результате численных расчетов динамические спектры всплесков III типа по своим характеристикам хорошо согласуются с реально наблюдаемыми спектрами. Профиль всплеска определяется формой пучка, который генерирует данный всплеск. Поскольку для простоты в рамках настоящей работы мы рассматривали пучок сферически симметричный, полученные нами всплески также имеют симметричный профиль.

Авторы выражают благодарность за участие в обсуждении работы Х. Рукеру и Т. Закарашвили. Работа была выполнена частично в рамках проекта FP7 SOLSPANET.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Wild J. P. Observations of the spectrum of high-intensity solar radiation at metre wavelengths. III. Isolated bursts // *Austr. J. Sci. Res. A.* – 1950. – Vol. 3. – P. 541–557.
2. Suzuki S. and Dulk G. A. Bursts of type III and type V. In: *Solar Radiophysics*. Ed. by D. J. McLean and N. R. Labrum. – Cambridge: Cambridge University Press. – 1985. – P. 289–332.
3. Гинзбург В. Л., Железняков В. В. О возможных механизмах спорадического радиоизлучения Солнца. // *Астрономический журнал*. – 1958. – Т. 35, вып. 5. – С. 694–712.
4. Itkina M. A., and Levin B. N. A computer simulation study of type III radio burst propagation through the solar corona // *Astron. Astrophys.* – 1992. – Vol. 253, No. 2. – P. 521–524.
5. Itkina M. A., Levin B. N., and Tsybko Ya. G. On the radio wave group delay in the solar corona for the case of decameter type III bursts // *Astron. Astrophys.* – 1993. – Vol. 279, No. 1. – P. 235–242.
6. Li Bo, Cairns Iver H., and Robinson Peter A. Simulations of coronal type III solar radio bursts: 1. Simulation model // *J. Geophys. Res.* – 2008. – Vol. 113, Is. A6, CiteID A06104.
7. Li Bo, Cairns Iver H., and Robinson Peter A. Simulations of coronal type III solar radio bursts: 2 Dynamic spectrum for typical parameters // *J. Geophys. Res.* – 2008. – Vol. 113, Is. A6, CiteID A06105.
8. Li Bo, Cairns Iver H., and Robinson Peter A. Simulations of coronal type III solar radio bursts: 3. Effects of beam and coronal parameters // *J. Geophys. Res.* – 2009. – Vol. 114, Is. A2, CiteID A02104.
9. Klassen A., Karlicky M., and Mann G. Superluminal apparent velocities of relativistic electron beams in the solar corona // *Astron. Astrophys.* – 2003. – Vol. 410, No. 1. – P. 307–314.
10. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. – М.: Наука, 1964. – 560 с.
11. Mel'nik V. N., Konovalenko A. A., Rucker H. O., Rutkevych B. P., Dorovskyy V. V., Abranin E. P., Brazhenko A. I., Stanislavsky A. A., and Lecacheux A. Decameter Type III-like bursts // *Sol. Phys.* – 2008. – Vol. 250, No. 1. – P. 133–145.
12. Ledenev V. G. On the group delay and the sign of frequency drift of solar type III radio bursts // *Sol. Phys.* – 2000. – Vol. 197, Is. 2. – P. 387–397.
13. Allen C. W. Interpretation of electron densities from corona brightness // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1947. – Vol. 107. – P. 426–432.
14. Newkirk Gordon, Jr. The solar corona in active regions and the thermal origin of the slowly varying component of solar radio radiation // *Astrophys. J.* – 1961. – Vol. 133. – P. 983–1013.
15. Mel'nik V. N., Konovalenko A. A., Abranin E. P., Dorovskyy V. V., Stanislavsky A. A., Rucker H. O., and Lecacheux A. Solar sporadic radio emission in the decametre waveband // *Astron. Astrophys. Trans.* – 2005. – Vol. 24, No. 5. – P. 391–401.
16. Wild J. P. and Smerd S. F. Radio bursts from the solar corona // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* – 1972. – Vol. 10. – P. 159–196.
17. Elgaroy O. and Lyngstad E. High-resolution observations of type III solar radio bursts // *Astron. Astrophys.* – 1972. – Vol. 16. – P. 1–12.
18. Melnik V. N., Konovalenko A. A., Rucker H. O., Boiko A. I., Dorovskyy V. V., Abranin E. P., and Lecacheux A. Observations of Powerful Type III Bursts in the Frequency Range 10 – 30 MHz // *Sol. Phys.* – 2011. – Vol. 269, No. 2. – P. 335–350.

Б. П. Руткевич, В. М. Мельник

Радіоастрономічний інститут НАН України,
вул. Червонопрапорна, 4, м. Харків, 61002, Україна

ПОШИРЕННЯ РАДІОВИПРОМІНЮВАННЯ
СПЛЕСКІВ III ТИПУ В СОНЯЧНІЙ КОРОНІ.
1. ЧАСОВИЙ ПРОФІЛЬ

Досліджується поширення електромагнітних хвиль у плазмі сонячної корони від точки генерації до спостерігача на підставі загальноприйнятої плазмової теорії генерації сплесків III типу. Особливу увагу приділено зростанню групової швидкості електромагнітних хвиль зі зміною щільності плазми з відстанню від Сонця. Отримано аналітичний вираз для групової швидкості хвилі як функції координати точки генерації і відстані від точки генерації. На його підставі отримано групове запізнення для двох моделей корони. Завдяки обліку просторового розміру пучка електронів отримано профіль електромагнітного випромінювання. Розглянуто пучок електронів, що має тонку структуру. Показано, що профіль випромінювання від такого пучка схожий на спостережуваний профіль сплесків III типу з тонкою структурою. Розглянуто також сферичний пучок з монотонно зростаючим радіусом, отримані динамічний спектр і тривалість сплесків III типу в широкій смузі частот.

B. P. Rutkevych and V. N. Melnik

Institute of Radio Astronomy, National Academy
of Sciences of Ukraine,
4, Chervonopraporna St., Kharkiv, 61002, Ukraine

PROPAGATION OF TYPE III BURSTS EMISSION
IN THE SOLAR CORONA. 1. TIME PROFILE

Propagation of electromagnetic (EM) waves in the solar corona plasma from the generation point to the observer is investigated using the generally accepted plasma generation theory of the type III bursts. In particular we focus on the growth of the EM wave group velocity with the change of plasma density with distance from the Sun. An analytical expression for the group velocity of EM waves is obtained as a function of coordinates of the generation point and the distance from this latter. Group delays based on the analytic group velocity are calculated for two models of the corona. Taking into account spatial size of the electron beam yielded the EM radiation profile. We also consider the electron beams with fine structure and show that the EM radiation profile from such a beam is similar to the observed profiles of the type III bursts with fine structure. Finally, a spherical beam with monotonically increasing radius is considered, the dynamic spectrum and the type III bursts duration obtained over a wide frequency range.

Стаття постуила в редакцію 08.02.2012