

**РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ВСПЛЕСКОВ III ТИПА  
В СОЛНЕЧНОЙ КОРОНЕ. 2. СКОРОСТЬ ЧАСТОТНОГО ДРЕЙФА**

*Анализируется влияние эффектов распространения электромагнитных волн, которые генерируются пучками быстрых электронов в плазме солнечной короны переменной плотности, на скорость частотного дрейфа всплесков III типа. Получено аналитическое выражение для скорости дрейфа в случае пучка электронов малого размера для двух моделей короны. В случае пучка конечного размера численно определена скорость частотного дрейфа для наблюдаемых значений вектора скорости пучка электронов и показано, что в декаметровом диапазоне всплески III типа и быстрые всплески III типа могут быть объяснены в рамках единой модели. Численно рассчитана зависимость скорости дрейфа от частоты для пучка увеличивающегося размера. Аппроксимация этой зависимости хорошо согласуется с эмпирической зависимостью, полученной Альваресом и Хеддоком в 1973 г. по наблюдательным данным.*

*Ключевые слова:* всплески III типа, радиоизлучение, скорость частотного дрейфа, временной профиль, групповая скорость

**1. Введение**

Всплески III типа наблюдаются с середины прошлого века. Для них характерны относительно короткая длительность и непрерывный спектр в широкой полосе частот. В 1950 г. при анализе полосы частот 70 ÷ 130 МГц была предложена линейная зависимость скорости дрейфа от частоты [1]. Позднее в 1973 г. в более широкой полосе частот, 75 кГц ÷ 550 МГц, была получена степенная зависимость [2]. В настоящей работе на основании модели, предложенной в [3], рассматривается зависимость скорости частотного дрейфа от параметров плазмы. Получено, что расчетная скорость дрейфа как функция частоты для монотонно расширяющегося пучка хорошо согласуется с эмпирической зависимостью, определенной в работе [2]. Приведенная модель позволяет численно находить скорость частотного дрейфа для различных начальных параметров задачи. Отсюда следует, что в рамках выбранной модели короны можно судить о скорости увеличения линейного размера пучка электронов. Численно получены динамические спектры всплесков III типа.

**2. Постановка задачи**

Рассмотрим пучок электронов конечного размера, который распространяется в плазме солнечной короны. Взаимодействуя с плазмой, он генерирует электромагнитное излучение, регистрируемое на Земле. Разделим объем такого пучка

на достаточно большое количество элементарных объемов, как это было сделано в работе [3]. Излучение от каждого из них будем рассматривать как излучение от точечного источника. В работе [3] была рассмотрена также задача о численном нахождении профиля электромагнитного (ЭМ) излучения на заданной частоте для пучка электронов конечного размера. Предполагалось, что механизм генерации ЭМ излучения плазменный, плотность плазмы в солнечной короне является сферически симметричной и уменьшается по мере удаления от Солнца. Было показано, что групповая скорость ЭМ волн зависит от координаты точки генерации и возрастает по мере удаления от Солнца:

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

где  $R$  – координата точки генерации ЭМ волны,  $r$  – текущая координата,  $c$  – скорость света,  $v_{Te}$  – тепловая скорость электронов в плазме короны,  $v_0$  – скорость пучка электронов,  $\omega_{pe}(r) = \sqrt{4\pi e^2 n(r)/m_e}$  – плазменная частота,  $e$  и  $m_e$  – заряд и масса электрона,  $n(r)$  – зависимость плотности плазмы от расстояния до Солнца. В работе [3] был также получен профиль ЭМ излучения для пучка сферической формы на заданной частоте. Для последовательного набора частот численно был получен динамический спектр ЭМ излучения. В настоящей работе мы анализи-

руем скорость частотного дрейфа этого ЭМ излучения в зависимости от параметров плазмы, результаты численных расчетов сравниваем с наблюдательными данными в декаметровом диапазоне длин волн, полученными на радиотелескопе УТР-2.

Рассмотрим пучок электронов сферической формы, распространяющийся с постоянной скоростью от Солнца. Обозначим через  $\alpha$  угол между направлением распространения пучка и направлением на наблюдателя. Пусть радиус пучка линейно растет со временем. Такой пучок в любой момент времени может быть вписан в конус (см. рис. 1), который однозначно задается двумя переменными [3]: линейным размером пучка электронов в произвольной точке и углом при вершине конуса. Для определенности при численных расчетах мы предполагаем, что в случае расширяющегося пучка электронов на высоте, на которой местная плазменная частота равна 30 МГц, диаметр пучка электронов равен радиусу Солнца, что согласуется с наблюдательными данными. Обозначим угол при вершине конуса  $2\varphi$ . Тогда пучок постоянного размера будет соответствовать частному случаю  $\varphi = 0$ .

Для нахождения скорости частотного дрейфа выберем две фиксированные частоты  $f_1$  и  $f_2$ . Численно найдем профиль интенсивности излучения, генерируемого расширяющимся пучком, для каждой из частот. Обозначим разность времен прихода максимумов интенсивности ЭМ излучения на этих частотах через  $\Delta t$ . Тогда скорость частотного дрейфа между этими частотами можно оценить как отношение  $(f_2 - f_1)/\Delta t$ . Здесь нужно отметить, что вопрос нахождения максимума на временном профиле интенсивности ЭМ излучения напрямую зависит от формы пучка. Например, для сферического пучка про-

филь ЭМ излучения имеет ярко выраженный максимум и похож на профиль реально наблюдаемых всплесков III типа [3]. С другой стороны, пучок цилиндрической формы генерирует ЭМ излучения с профилем в виде плато, и тогда скорость дрейфа можно находить по передней или задней границе профиля интенсивности. В настоящей работе мы рассматриваем пучки только сферической формы.

### 3. Аналитический расчет скорости дрейфа для “точечного” пучка электронов

Рассмотрим пучок электронов малого размера, который распространяется строго на наблюдателя. Учтем, что групповая скорость ЭМ волн  $v_{gr}$  зависит от координаты точки генерации и текущей координаты [3]. Тогда  $\Delta t$  – разность времен прихода излучений, генерируемых на высотах  $R_1$  (точка 1) и  $R_2$  (точка 2) в короне – можно записать следующим образом:

$$\Delta t = t_2 - t_1 = \frac{R_{12}}{v_0} + \int_{R_2}^{R_E} \frac{dr}{v_{gr}(R_2, r)} - \int_{R_1}^{R_E} \frac{dr}{v_{gr}(R_1, r)}, \quad (2)$$

где  $R_{12} = R_2 - R_1$  – расстояние между точкой 1 и точкой 2;  $R_E$  – расстояние от Солнца до наблюдателя; первое слагаемое описывает время движения пучка от точки 1 и до точки 2, второе слагаемое – время распространения ЭМ волны от точки 2 до Земли, третье слагаемое – время распространения волны от точки 1 до Земли. Выражение (2) можно переписать в виде:

$$\Delta t = \frac{R_{12}}{v_0} - \int_{R_1}^{R_2} \frac{dr}{v_{gr}(R_1, r)} + \int_{R_2}^{R_E} \left( \frac{1}{v_{gr}(R_2, r)} - \frac{1}{v_{gr}(R_1, r)} \right) dr. \quad (3)$$

Здесь мы перегруппировали слагаемые: первое слагаемое описывает время движения пучка от точки 1 к точке 2, второе слагаемое – время распространения ЭМ волны от точки 1 до точки 2, третье слагаемое – разность времен прихода групповых волн (1) (с разной начальной скоростью) от точки  $R_2$  до Земли. Именно третье слагаемое не было учтено ранее в работе [4], в то время как для декаметрового диапазона все три слагаемых сравнимы по величине.

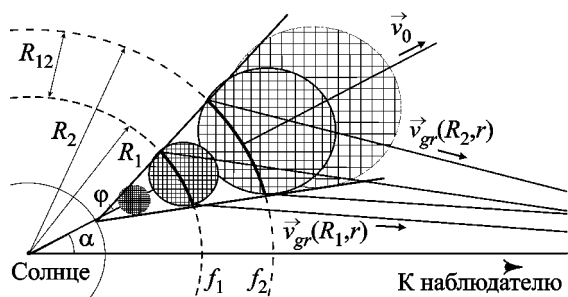


Рис. 1. Схема модели для численного расчета скорости частотного дрейфа

Для нахождения решения (3) требуется численное интегрирование, однако в пределе  $R_2 - R_1 = R_{12} \rightarrow 0$  или  $t_2 - t_1 \rightarrow 0$  можно получить аналитическое выражение для  $\Delta t$ . В таком приближении находим выражение для скорости частотного дрейфа:

$$\frac{df(R)}{dt} = \frac{\frac{\omega_{pe}}{4\pi n} \frac{1}{\partial R}}{\frac{1}{v_{gr}(R, R)} + \frac{Q}{2c} \frac{R}{n} \frac{\partial n}{\partial R} - \frac{1}{v_0}}, \quad (4)$$

где  $R = R_1 = R_2$  – координата точки генерации ЭМ волны,  $Q$  – безразмерный параметр, который зависит от модели короны. Для упрощения расчетом в декаметровом диапазоне в выражении для плотности солнечной короны  $n_{BA}$  в модели Баумбаха–Алена [5],

$$n_{BA}(r) = 10^8 \left( 1.55 (r/R_S)^{-6} + 2.99 (r/R_S)^{-16} \right) \quad (5)$$

(где  $n_{BA}(r)$  – плотность солнечной короны,  $\text{см}^{-3}$ ;  $R_S$  – радиус Солнца), достаточно учитывать только слагаемое, содержащее  $r^{-6}$ . В таком приближении находим выражение для параметра  $Q$ :

$$Q_{BA} = \frac{1}{(1 + 3v_{Te}^2/v_0^2)^{1/6}} \int_{(1+3v_{Te}^2/v_0^2)^{1/6}}^{\infty} \left( \frac{1}{\tau^6(1-\tau^{-6})} \right)^{3/2} d\tau.$$

В случае модели короны Ньюкирка [6],

$$n_N(r) = 4.2 \cdot 10^4 \cdot 10^{4.32R_S/r} \quad (6)$$

(где  $n_N(r)$  – плотность солнечной плазмы,  $\text{см}^{-3}$ ), получаем выражение для параметра  $Q$  в виде:

$$Q_N = \int_{R_2}^{R_E} \frac{10^{4.32(1/r-1/R_2)}}{\left( 1 - 10^{4.32(1/r-1/R_2)} (1 + 3v_{Te}^2/v_0^2)^{-1} \right)^{1/2}} dr.$$

Для характерных значений скорости пучка,  $v_0 = 10^{10}$  см/с, и тепловой скорости электронов,  $v_{Te} = 4 \cdot 10^8$  см/с, получаем значения параметра  $Q$  в формуле (4) для двух рассмотренных моделей короны соответственно:  $Q_{BA} \approx 4.57$  и  $Q_N \approx 1.49$ .

Обычно всплески III типа дрейфуют от высоких частот к низким, и, следовательно, численные значения скорости дрейфа отрицательные. В представленной работе, говоря о скорости дрейфа, мы будем подразумевать ее абсолютную величину.

## 4. Результаты

Недавние наблюдения на УТР-2 [4] в полосе частот  $10 \div 30$  МГц показали, что скорость частотного дрейфа обычных всплесков III типа составляет  $2 \div 4$  МГц/с (по модулю). В работе [4] сообщалось также о впервые наблюдаемых быстрых всплесках III типа на этих частотах и было показано, что скорость дрейфа этих всплесков составляет как правило  $5 \div 10$  МГц/с, но иногда достигает  $20 \div 30$  МГц/с (по модулю).

Рассмотрим влияние параметров задачи на скорость частотного дрейфа в построенной модели для пучка конечного размера. На рис. 2 показана зависимость расчетной скорости частотного дрейфа всплесков III типа между частотами 20 и 30 МГц для пучка постоянного размера  $0.5R_S$  как функция угла  $\alpha$  между направлением на наблюдателя и направлением распространения пучка. Разные типы маркеров соответствуют пучкам электронов, распространяющимся с разной скоростью. Как видно из этого рисунка, скорость частотного дрейфа существенно зависит от скорости пучка электронов.

Численные расчеты (см. рис. 2) показывают, например, что для пучка, распространяющегося на наблюдателя ( $\alpha = 0$ ) со скоростью  $6 \cdot 10^9$  см/с, скорость частотного дрейфа равна 4.5 МГц/с, для пучка, распространяющегося со скоростью  $9 \cdot 10^9$  см/с, скорость дрейфа составляет 8.7 МГц/с. Обычно всплески III типа ассоциируют с пучками электронов, которые движутся со скоростью 0.3 с. В рамках данной модели разброс скоростей пучка электронов в небольшом диапазоне может объяснить разброс скоростей дрейфа в декамет-

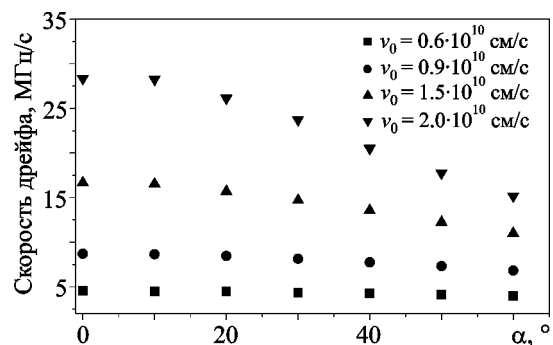


Рис. 2. Абсолютное значение расчетной скорости частотного дрейфа всплесков III типа между частотами 20 и 30 МГц как функции угла  $\alpha$  для разных скоростей пучка электронов

ровом диапазоне как для наблюдаемых обычных всплесков III типа, так и для быстрых всплесков. Видно также, что при увеличении скорости пучка электронов возрастает скорость частотного дрейфа, а при фиксированной скорости пучка электронов с увеличением угла между направлением на наблюдателя и направлением распространения пучка скорость частотного дрейфа уменьшается. При прочих равных условиях, самые быстрые всплески III типа следует ожидать в те дни, когда пучки электронов, генерирующие эти всплески, распространяются на наблюдателя. Это подтверждает результат, полученный ранее в работе [4] при проведении статистического анализа более чем 1000 всплесков в декаметровом диапазоне в 2002–2004 гг.: в дни, когда активные области, излучающие пучки быстрых электронов, находились вблизи центрального меридиана, отмечалось увеличение числа быстрых всплесков.

Считается, что источником ЭМ излучения, регистрируемого на Земле как всплески III типа, является расширяющийся пучок в форме конуса. Для качественного описания в рамках данной задачи мы анализируем монотонно расширяющийся сферический пучок. Как отмечалось ранее [3], универсальность используемой модели позволяет рассматривать пучки различной формы и переменного размера.

На рис. 1 схематически показана модель сферически расширяющегося пучка. В такой постановке с учетом пространственной зависимости плотности солнечной плазмы и при различном направлении распространения пучка электронов была вычислена скорость частотного дрейфа между частотами 20 и 30 МГц (рис. 3). Видно, что скорость дрейфа для расширяющегося пучка ( $\phi = 30^\circ$ , круглые маркеры) получается немного меньше, чем для пучка постоянного размера радиусом  $0.5R_s$  ( $\phi = 0^\circ$ , квадратные маркеры). При увеличении угла  $\alpha$  разность этих скоростей уменьшается.

В середине прошлого века Вайлд [1] анализировал всплески III типа в полосе частот  $70 \div 130$  МГц и предложил линейную зависимость скорости частотного дрейфа от частоты в виде  $df/dt = -Af$  с постоянным коэффициентом  $A$ . Позднее в работе [2] была предложена степенная зависимость  $df/dt = -0.01f^{1.84}$ , где частота

измеряется в мегагерцах, а скорость дрейфа – в мегагерцах в секунду.

Используемая модель [3] позволяет численно моделировать динамический спектр всплесков III типа в широком диапазоне частот для различных параметров задачи. Ограничимся расширяющимся пучком с углом при вершине конуса  $2\phi = 60^\circ$ . На рис. 4 показана расчетная зависимость скорости частотного дрейфа от частоты в случае распространения пучка строго на наблюдателя, т. е. при  $\alpha = 0^\circ$ . Пунктирная линия ( $-0.06f^{1.44}$ ) соответствует аппроксимации полученных данных методом наименьших квадратов, где  $f$  – частота в мегагерцах. Для сравнения приведена также зависимость, предложенная в работе [2]. Из рис. 4 видно, что на частотах выше 60 МГц разброс расчетных точек возрастает. Это связано с особенностью численного счета. Вычисление скорости дрейфа

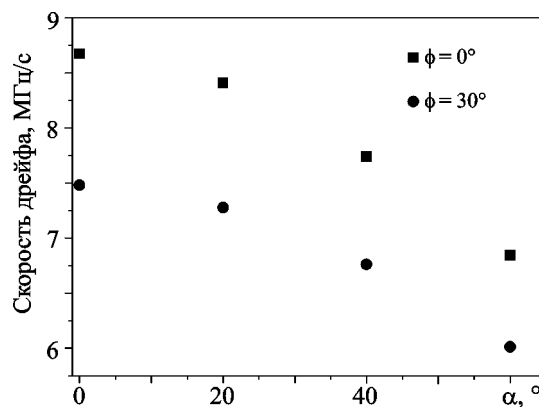


Рис. 3. Абсолютные значения скорости частотного дрейфа как функции угла  $\alpha$  для пучка постоянного размера ( $\phi = 0^\circ$ ) и пучка переменного размера ( $\phi = 30^\circ$ ),  $v_0 = 10^{10}$  см/с

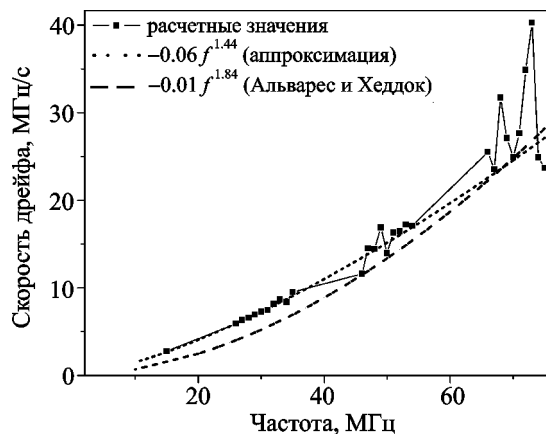


Рис. 4. Абсолютные значения скорости частотного дрейфа всплесков III типа как функции частоты

фа подразумевает нахождение максимумов интенсивности излучения на выбранных частотах. Однако на больших частотах ( $> 60$  МГц), когда расширяющийся пучок имеет малый линейный размер, расчетный профиль излучения имеет большой разброс значений, и ошибка в определении положения максимумов интенсивности увеличивается. Точность может быть повышена путем дальнейшего пространственного разбиения пучка и увеличения количества шагов по времени, однако при этом время счета существенно возрастает [3]. Более детальный анализ является темой нашего дальнейшего исследования.

Эмпирическая зависимость, построенная с использованием реально наблюдаемых данных, хорошо согласуется с расчетными результатами, полученными нами для пучка с увеличивающимся размером. Это подтверждает гипотезу о том, что реально наблюдаемые всплески генерируются расширяющимися пучками. Следовательно, учет размера пучка электронов, генерирующего всплески III типа (особенно в случае увеличивающегося размера) позволяет точнее описать динамический спектр. И в случае решения обратной задачи о нахождении параметров пучка по наблюдательным данным необходимо учитывать описанный здесь эффект.

## 5. Выводы

Рассмотрена задача о движении пучка электронов в плазме солнечной короны. В предельном случае малого размера пучка электронов при его распространении строго на наблюдателя решение можно получить аналитически. На основании модели [3] для расчета профиля всплесков III типа в настоящей работе численно проанализирована задача о нахождении скорости частотного дрейфа для монотонно расширяющегося пучка.

Получены скорости частотного дрейфа ЭМ излучения при различных углах распространения пучка в двух случаях: для пучка постоянного размера и расширяющегося пучка. Расчетные данные хорошо согласуются с наблюдательными данными в декаметровом диапазоне длин волн.

*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. Alvarez H. and Haddock F. T. Solar wind density model from km-wave type III bursts // Sol. Phys. – 1973. – Vol. 29, No. 1. – P. 197–209.
3. Руткевич Б. П., Мельник В. Н. Распространение радиоизлучения всплесков III типа в солнечной короне. 1. Временной профиль // Радиофизика и радиоастрономия. – 2012. – Т. 17, № 1. – С. 23–31.
4. Mel'nik V. N., Konovalenko A. A., Rucker H. O., Rutkevych B. P., Dorovsky 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.
5. Allen C. W. Interpretation of electron densities from corona brightness // Mon. Not. R. Astron. Soc. – 1947. – Vol. 107. – P. 426–432.
6. 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.

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. II. ШВИДКІСТЬ ЧАСТОТНОГО ДРЕЙФУ

Аналізується вплив ефектів поширення електромагнітних хвиль, генерованих пучками швидких електронів у плазмі сонячної корони зі змінною щільністю, на швидкість частотного дрейфу сплесків III типу. Отримано аналітичний вираз для швидкості дрейфу в разі пучка електронів малого розміру для двох моделей корони. У разі пучка кінцевого розміру чисельно визначена швидкість дрейфу для спостережуваних значень вектора швидкості пучка електронів і показано, що в декаметровому діапазоні сплески III типу та швидкі сплески III типу можуть бути пояснені в рамках однієї моделі. Чисельно розрахована залежність швидкості дрейфу від частоти для пучка зростаючого розміру. Апроксимація цієї залежності добре узгоджується з емпіричною залежністю, отриманою Альваресом та Хеддоком у 1973 р. за спостережними даними.

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. II. FREQUENCY DRIFT RATE

In this paper we consider electromagnetic waves that are generated by a beam of fast electrons in the variable density plasma of the solar corona, and analyze the influence of the propagation

effects on the frequency drift rate of the type III bursts. An analytical expression for the drift rate for two models of the corona density are obtained in the limit of small-size electron beam. For a finite sized beam, the frequency drift rate is determined numerically for the observed values of the electron beam velocity vector, and we show that the decameter type III bursts and fast type III bursts can be explained within a unified model.

Variation of the drift rate versus frequency is derived numerically for an expanding beam. Approximation of the numerical drift rate profile is in good agreement with the empirical dependence obtained by Alvarez and Haddock (1973) based on observational data.

*Статья поступила в редакцию 12.03.2012*