

УДК: 524.354.4—6

ПЛАЗМЕННАЯ МОДЕЛЬ ИЗЛУЧЕНИЯ ПУЛЬСАРОВ И ЕЕ НЕКОТОРЫЕ НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СЛЕДСТВИЯ

А. Э. КАЗБЕГИ, Г. Э. МАЧАБЕЛИ, Г. И МЕЛИКИДЗЕ, Т. В. СМИРНОВА

Поступила 15 февраля 1991

Принята к печати 15 мая 1991

Описана модель излучения пульсаров, развиваемая авторами, основанная на плазменных механизмах генерации волн. Эта модель положена в основу интерпретации некоторых наблюдаемых фактов, не имеющих объяснения в других моделях. Сделаны некоторые предсказания. Например, предсказывается корреляция между компонентами I и II двугорбого профиля (излучения типа «сopal»). Это подтверждается анализом наблюдений по корреляциям вариаций интенсивности. Предложенная модель объясняет пространственную структуру источников излучения и, соответственно, наблюдаемое смещение максимумов кросс-корреляционных функций временных вариаций интенсивности, а также сверхдисперсионное запаздывание импульсов (СДЗИ) на низких частотах. Кроме того, для H -волны, в отсутствие затухания, предсказывается несимметричное уширение профиля относительно центра излучения.

1. *Введение.* Целью работы является описание модели излучения пульсаров, развиваемой в работах [1—4], и ее применение к объяснению некоторых наблюдательных данных (см. разделы 3 и 4, а также работы [5—8]). Результаты этих наблюдений получены методом кросс-корреляционных функций. Следует подчеркнуть, что они не поддаются объяснению в рамках теоретических моделей, развивавшихся ранее.

Предполагается, что для пульсаров с периодом 0.5 с магнитное поле у поверхности звезды характеризуется напряженностью $B_0 \sim 10^{12}$ Гс. Вследствие совместного вращения звезды с ее магнитным полем генерируется статическое электрическое поле, имеющее составляющую вдоль силовых линий магнитного поля звезды. Электрическое поле вырывает электроны из поверхности звезды, образуя «первичный» пучок с лоренц-фактором $\gamma_b \approx 10^7$ и плотностью $n_b \approx 10^{11}$ см⁻³. Электроны ускоряются до релятивистских скоростей. Двигаясь вдоль искривленных силовых линий электроны первичного пучка генерируют гамма-кванты, которые рождают электронно-позитронную пару. Электроны и позитроны, в свою очередь, вновь рождают гамма-кванты и т. д.

Такой каскадный процесс продолжается до тех пор, пока из-за разделения зарядов статическое электрическое поле не экранируется (область зазора). За зазором будем иметь функцию распределения, изображенную на рис. 1 [9], которая состоит: 1) из электронно-позитронной плазмы, в которой сосредоточена основная масса частиц с лоренц-фактором $\gamma = \gamma_p \approx 3 \cdot 10$ и плотностью $n = n_p \approx 10^{16} + 10^{17} \text{ см}^{-3}$; 2) высокоэнергичного электронно-позитронного хвоста с $\gamma = \gamma_t \approx 10^3 + 10^4$ и плотностью $n = n_t \approx 10^{14} + 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 3) первичного электронного пучка с $\gamma = \gamma_b \approx 10^6$ и полностью $n = n_b \approx 10^{11} \text{ см}^{-3}$. Предполагается, что

$$n_p \gamma_p = n_t \gamma_t = \frac{n_b \gamma_b}{2}. \quad (1.1)$$

В такой плазме возможно существование трех типов волн [10]: одной чисто поперечной электромагнитной lt -волны со спектром

$$\omega_0^2 = kc(1 - \delta), \quad (1.2)$$

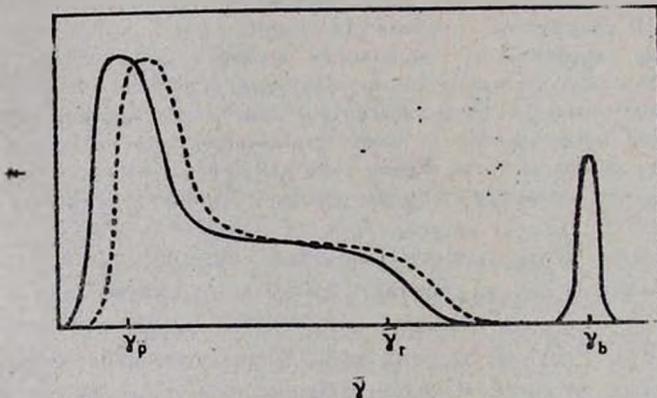


Рис. 1. Функция распределения частиц (f) по энергиям (γ). Сплошная линия описывает электроны, пунктирная—позитроны.

(здесь ω_0 и k —частота и волновой вектор рассматриваемой волны, $\delta = \omega_p^2/4\omega_B^2 \gamma_p^3$, $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n_p/m$, $\omega_B = eB/mc$) и двух потенциально-непотенциальных lt -волн. Одна из них (почти потенциальная) высокочастотная ($\omega > \omega_p/\gamma_p^{1/2}$) лежит почти полностью в засветовой области, когда фазовая скорость волны больше скорости света ($v_{ph} > c$). Возбуждение такой волны затруднено, и далее мы ее рассматривать не будем. Вторая lt -волна имеет спектр [10, 1]

$$\omega_0^t = k_\perp c \left(1 - \delta - \frac{k_\perp^2 c^2}{16\omega_p^2 \gamma_p} \right). \quad (1.3)$$

Здесь и далее будем пользоваться цилиндрической системой координат x, r, φ , когда ось x направлена перпендикулярно плоскости, в которой лежит искривленная силовая линия, r -радиальная, а φ -азимутальная координаты. Заметим, что мы пренебрегли изменением радиуса кривизны R_B от расстояния $\partial R_B / \partial r = 0$.

Эти волны могут быть возбуждены тремя различными механизмами [1, 2].

I механизм

Наиболее надежным представляется возбуждение волн на аномальном доплер-эффekte [11, 12], при выполнении условия [2]

$$\omega - k_\parallel c - k_x u_x + \frac{\omega_{Ba}}{\gamma_p} = 0. \quad (1.4)$$

Здесь γ_p — лоренц-фактор резонансных частиц, $u_x = c v_\varphi \gamma / R_B \omega_{Ba}$ — дрейфовая скорость частиц, вызванная кривизной силовых линий магнитного поля; ось x направлена вдоль дрейфовой скорости позитронов. Используя выражение (1.2) и разложения $k = k_\varphi (1 + k_\perp^2 / 2k_\varphi^2)$ и $v_\varphi = c (1 - 1/2\gamma_p^2 - u^2/2c^2)$, из (1.4) получим, что для t -волн возбуждение возможно в малом угле

$$\theta^2 = \frac{k_\perp^2}{k_\varphi^2} < 2\delta \quad (1.5)$$

с инкрементом

$$\Gamma = \pi \frac{\omega_{pr}^2}{\omega_0^t \gamma_T}. \quad (1.6)$$

Здесь γ_T — тепловой разброс резонансных частиц, $\omega_{pr}^2 = 4\pi e^2 n_r / m$, n_r — плотность резонансных частиц. Из условия развития кинетической неустойчивости (ширина резонанса должна быть больше величины инкремента) имеем еще одно ограничение, накладываемое на величину Γ

$$\Gamma \ll \omega_B \frac{\gamma_T}{\gamma_r^2}. \quad (1.7)$$

а) Если резонанс происходит на частицах хвоста функции распределения $\gamma_r = \gamma_t \simeq 10^3 + 10^4$ и $\gamma_p = 3$, то резонанс имеет место на расстоя-

ниях $R/R_0 \simeq 0.3 \div 1$ (R_0 —радиус светового цилиндра). Частота при этом попадает в диапазон $10^8 \leq \omega_0^t \leq 10^{10}$ Гц, т. к. из резонансного условия (1.4) следует, что $\omega_0^t \approx \omega_B / \delta \gamma_r$. Учитывая то, что на больших расстояниях магнитное поле дипольно и меняется по закону $B = B_0(R_0/R)^3$, а также $n = n_0(R_0/R)^3$ (индексом «0» обозначены значения величин у поверхности звезды), получим зависимость частоты генерируемой волны от расстояния:

$$\omega_0 = \frac{4\gamma_r^3}{\gamma_r} \frac{\omega_{B_0}^2}{\omega_{p_0}^2} \left(\frac{R_0}{R} \right)^6, \quad (1.8)$$

т. е. низкие частоты возбуждаются дальше от звезды, а т. к. с ростом R параметр δ растет, то увеличивается и угол θ .

б) Генерация t -волн оказывается возможна и на первичном пучке с параметрами $\gamma_r = \gamma_b \simeq 10^6$, $\gamma_b \simeq 3$, $\gamma_r \simeq 10^3$ на расстояниях $R/R_0 \simeq 0.1 \div 0.3$. Важно, что в этом механизме генерации ограничение на угол $\theta = k_{\perp}/k_{\parallel}$ накладывается только сверху, $\theta^2 < 2\delta$, и излучающая область будет давать сплошное пятно (вслед за Рэнкин [13] будем называть ее излучением типа «соге»). Заметим, что частота генерации t -волн ограничена сверху $\omega_0^t < 2\gamma_r \omega_B$.

в) На аномальном доплер-эффекте возможно возбуждение и lt -волн с тем же инкрементом и в тех же углах, что и при возбуждении t -волн, но для частот, ограниченных неравенством $\omega_0^{lt} < 2^3 \gamma_r \omega_B$.

II механизм

При выполнении черенковского резонанса

$$\omega_0 - k_{\parallel} v_r - k_x u_x = 0 \quad (1.9)$$

оказывается, что волны могут генерироваться частицами пучка, и выражение для инкремента t и lt -волн имеет один и тот же вид:

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} \frac{\omega_b^2}{\omega} \frac{\gamma_b}{\gamma_r^2} A, \quad (1.10)$$

где $A = k_{\perp}^2/k_{\parallel}^2$ для t -волн и $A = k_x^2/k_{\parallel}^2$ для lt -волн.

Условие возбуждения кинетической неустойчивости ограничивает величину инкремента условием:

$$\frac{\Gamma}{\omega_0} < \left(\frac{u}{c} \right)^2 \frac{\gamma_r}{\gamma_b}, \quad (1.11)$$

где $u = |u_x|$. А резонансное условие (1.9) для t и lt -волн можно свести соответственно к выражениям [2]

$$\left(2\delta - \frac{k_r^2}{k_\varphi^2}\right) = \left(\frac{u_x}{c} - \frac{k_x}{k_\varphi}\right)^2 \quad (1.12)$$

и

$$\left(\frac{u_x}{c} - \frac{k_x}{k_\varphi}\right)^2 = 2\left(\delta + \frac{k_\perp^2 c^2}{16\omega_p^2 \gamma_p} + \frac{k_x^2}{2k_\varphi^2}\right). \quad (1.13)$$

В совокупности эти условия показывают, что для параметров $\gamma_b \approx 10^6$, $\gamma_p \approx 3$, $\gamma_T \approx 10^2$ возможна генерация как t , так и lt -волн в малых углах θ , ограниченных как снизу, так и сверху $\theta_1 < \theta < \theta_2$. Следовательно, лучи будут составлять полой конус, т. е. излучение типа «сопар». Зависимость частоты от R имеет вид

$$\omega_0 = \frac{c\gamma_b \omega_b}{u\gamma_T^{3,2}} \propto \left(\frac{R_0}{R}\right)^{7/2}.$$

III механизм

Этот механизм может иметь место только в том случае, если на частицах пучка в результате выполнения резонансного условия (1.4) возбуждаются t и lt -волны. Взаимодействуя с частицами пучка, t и lt -волны вызывают квазилинейную диффузию частиц, в результате которой частицы приобретают отличный от нуля эффективныйpitch-угол Φ ($\text{tg}\Phi = P_\perp/P_\parallel$). Напомним, что на пучке, при условии (1.4), возбуждение волн возможно только для старых пульсаров с $\gamma_b \approx 10^5$. Для таких пульсаров на расстояниях $0.2 \div 0.5$ (R/R_c) может выполняться условие

$$\Phi > \frac{u}{c},$$

и тогда при черенковском резонансе (1.9), который для t -волн сводится к выполнению условия

$$\frac{1}{2} \left(\frac{k_\perp}{k_\varphi}\right)^2 + \frac{1}{2} \Phi^2 = \delta + \left(\frac{k_x}{k_\varphi}\right) \left(\frac{u_x}{c}\right),$$

возможно возбуждение t -волн с инкрементом

$$\frac{\Gamma}{\omega_0^{lt}} = \frac{\pi}{8} \left(\frac{\omega_b}{\omega_B}\right)^2 \frac{k_\perp^2}{k^2} \gamma_b \left(\frac{\gamma_1}{\gamma_T}\right)^2.$$

Условие возбуждения кинетической неустойчивости имеет вид

$$\frac{\Gamma}{\omega_0} < \Phi^2 \frac{\gamma_T}{\gamma_b}$$

Для lt -волн имеем инкремент

$$\frac{\Gamma}{\omega_0^t} = \pi \left(\frac{\omega_b}{\omega_0} \right)^2 \frac{\gamma_b^3}{\gamma_T^2 \gamma_\perp^2} \frac{1}{\gamma_\perp} \left(\frac{k_x}{k_\varphi} \right)^2$$

Условие (1.9) сводится к равенству

$$\frac{1}{2} \Phi^2 \approx \delta + \frac{k_\perp^2}{k^2} \frac{\omega_0^2}{16 \omega_p^2 \gamma_p} + \frac{k_x}{k_\varphi} \frac{u_x}{c}$$

Возбуждение волн на черенковском резонансе (механизмы II и III) может происходить только на пучке при $(\partial f / \partial \gamma)_{\gamma=\gamma_r} > 0$.

2. *Модель.* Важно отметить, что волны могут сильно затухать при выполнении циклотронного резонанса

$$\omega - k_\varphi v_\varphi - k_x u_x - \frac{|\omega_{Ba}|}{\gamma} = 0. \quad (2.1)$$

Функция распределения асимметрична, и поэтому условие (2.1) в области генерации не выполняется, однако при распространении волн к световому цилиндру волны могут попасть в область сильного поглощения, и из магнитосферы будут выходить только те волны, которые не проходят через область затухания. А это возможно только для волн, генерируемых у края магнитосферы в непосредственной близости к замкнутым силовым линиям. Действительно, у светового цилиндра происходит релятивистское утяжеление массы электронов и позитронов. Поэтому, с увеличением инертности, частицы отклоняются в противоположную направлению вращения пульсара сторону и вытягивают «вмороженные» в плазму силовые линии (см. рис. 2). Поэтому из магнитосферы будут выходить только те волны, которые при распространении легко попадают в область между замкнутыми и разомкнутыми силовыми линиями, где плотность сильно понижена. Попадая в область с пониженной плотностью t и lt -волны без трансформации переходят в «вакуумную» волну. Из выражений (1.2) и (1.3) при $n \rightarrow 0$, $\omega_p \rightarrow 0$ следует, что ω^t и $\omega^{lt} \rightarrow kc$, сохраняя при этом свои поляризационные свойства. Заметим, что при распространении lt -волны, в отличие от t -волн,

следуют за направлением силовой линии [14]. Для них попасть в область затухания более вероятно, чем для i -волн.

Резюмируя вышесказанное, приходим к модели излучения пульсара. В достаточно узкой (по сравнению с размерами магнитосферы пульсара) области, в районе последней разомкнутой силовой линии, возможна генерация излучения пульсара тремя различными механизмами. Один из них (третий) может иметь место только для старых пульсаров с $\tau_b \approx 10^5$ (для $\tau_b \approx 10^6$ III механизмом волны не возбуждаются). Этот механизм может играть роль для излучения с 5 субимпульсами и далее его рассматривать не будем.

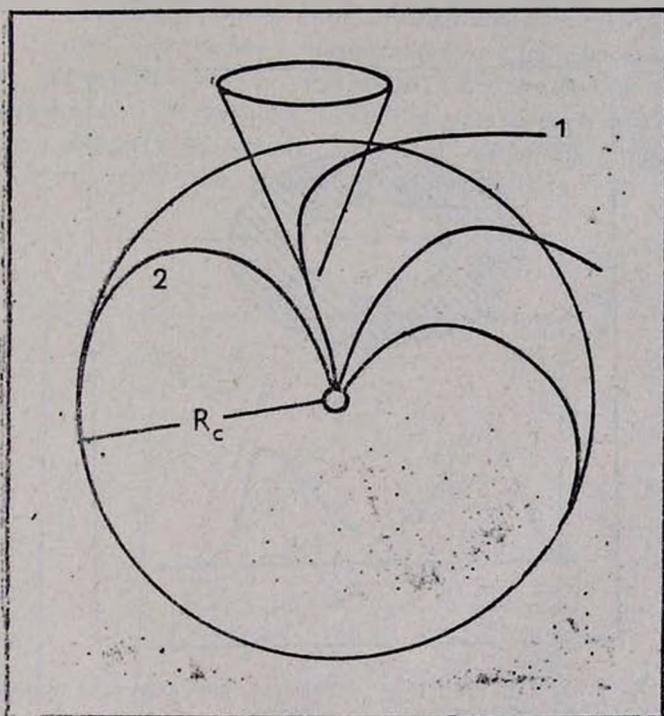


Рис. 2. Модель магнитосферы пульсара и конус излучения. 1—последняя незамкнутая силовая линия; 2—замкнутая силовая линия.

Трехкомпонентные импульсы определяются двумя механизмами: I—на аномальном доплер-эффекте частицами хвоста функции распределения генерируется стабильное излучение, заполняющее конус с углом раствора $\theta_0^2 \sim \delta \ll 1$ в основном i -волнами. Его мы вслед за Рэнкин [13] будем называть «соге».

Возбуждение волн вторым механизмом происходит ближе к световому цилиндру. Поэтому возбуждаемые этим механизмом ll -волны, так же, как и l -волны, легко достигают области с пониженной плотностью и слабо затухают. Это излучение заполняет полный конус, раствор которого $\theta_1 \sim u/c \gg \sqrt{2\delta}$ (см. рис. 3). Отметим, что сами механизмы генерации не зависят от движения заряженных сгустков вдоль искривленных магнитных силовых линий, и, очевидно, диаграмма излучения не повторяет геометрии магнитного поля магнитосферы. Такая модель более последовательна, так как является следствием строгой теории, описывающей процессы в электронно-позитронной плазме, и представляется более реалистичной.

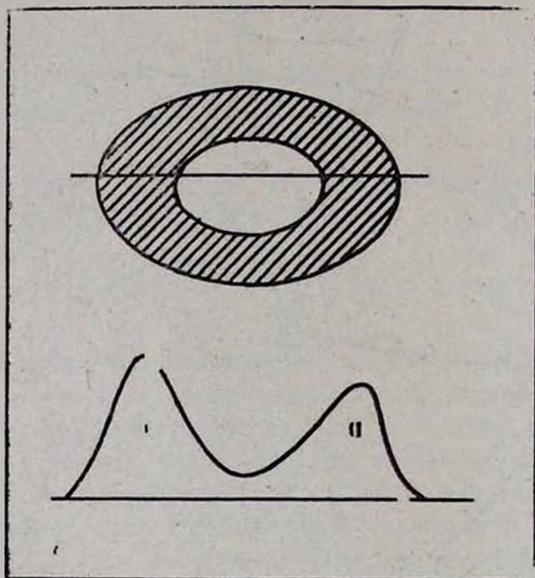


Рис. 3. Сечение конуса излучения двугорбого профиля типа «сопла». Прямая линия соответствует ходу луча зрения.

До наблюдателя достигает излучение, генерируемое в области, в которой силовые линии магнитного поля можно считать параллельными. Однако это вовсе не означает, что свойства импульсов излучения не зависят от геометрии. Например, если генерация излучений разных частот происходит на таких расстояниях друг от друга, что источники этого излучения можно считать расположенными вдоль прямого участка силовой линии, то будем иметь симметричную картину вдоль всего окна. Если же источники низкочастотного (S_1) и высокочастотного (S_2) из-

лучения расположены так, как это указано на рис. 4, картина не будет симметричной. Такая модель хорошо объясняет результаты работы Попова [6] по наблюдениям PSR 0809+74, в которой методом кросс-корреляционных функций показано, что на высокой частоте 1700 МГц, излучение заполняет окно от -14° до $+14^\circ$ по долготе, тогда как на частоте 102.5 МГц излучением заполнено окно от -6° до $+18^\circ$. Следовательно, отрезки AB и CD на рис. 4 будут в точности соответствовать наблюдательной картине Попова, если $-14^\circ \leq AB \leq +14^\circ$ и $-6^\circ \leq CD \leq +18^\circ$. Интерпретируя это явление, Попов [6] утверждает, что оно не объясняется загибом силовых линий магнитного поля, как это предлагается в работе [8] для объяснения сверхдисперсионного запаздывания импульсов (СДЗИ). Более того, Попов считает, что СДЗИ нет вообще, а сдвиг максимума интенсивности на низкой частоте (102,5 МГц) по отношению к максимуму интенсивности на частоте 1700 МГц объясняется затуханием [15] или отсутствием излучения переднего фронта профиля излучения. При этом физические причины для затухания или отсутствия излучения не обсуждаются.

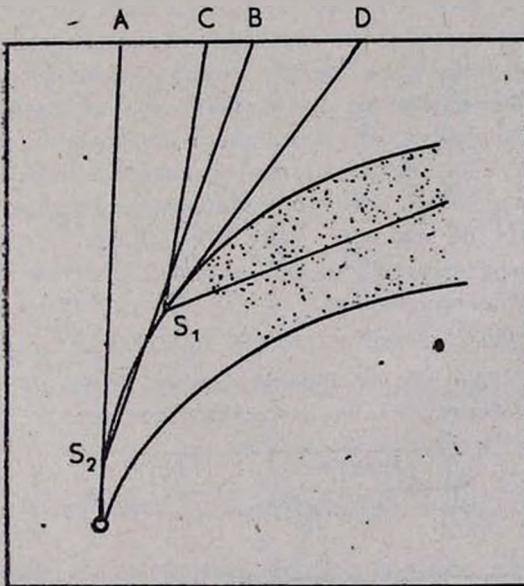


Рис. 4. Окно излучения от высокочастотного источника S_2 (отрезок AB) и низкочастотного— S_1 (отрезок CD). Только эффект загиба силовых линий приводит к сдвигу профиля излучения на НЧ относительно профиля ВЧ—излучения. При этом сам профиль остается симметричным. Отсутствие его симметричности указывает на затухание излучения заднего фронта профиля (заштрихованная область).

В нашей модели этот наблюдаемый эффект объясняется и загибом силовых линий, и затуханием заднего фронта профиля низкочастотного излучения (см. рис. 4). Таким образом, если выбрать в качестве нулевой долготы среднюю точку профиля излучения на высокой частоте, то, исходя из нашей модели, можно утверждать: средний профиль на низкой частоте может быть сдвинут только к заднему фронту (СДЗИ). Возможно отсутствие симметрии из-за затухания части излучения заднего фронта профиля. Картина должна быть более четкой для пульсаров с недрейфующими субимпульсами.

Второй механизм дает излучение типа «сopal», и в нашей модели оба компонента имеют общий источник (см. рис. 3), и, следовательно, компоненты I и II должны коррелировать друг с другом. Этот очевидный результат, следующий из предлагаемой модели, поддается проверке, которая приводится в следующем разделе. Заметим, что в общепринятой модели полого конуса, в которой излучение генерируется движением заряженных сгустков вдоль силовых линий дипольного магнитного поля, субимпульсы не должны коррелировать.

3. *Корреляция субимпульсов излучения пульсара PSR 1133+16 (наблюдения).* Для того, чтобы выяснить, есть ли физическая связь между лучами, исходящими из пространственно-разнесенных областей излучения типа «сopal» (т. е. между компонентами I и II на рис. 3), полезно исследовать взаимную зависимость флуктуаций интенсивности излучения на различных долготах среднего профиля. С этой целью был сделан двумерный кросс-корреляционный анализ наблюдений индивидуальных импульсов PSR 1133+16. Наблюдения проводились на антенне БСА ФИАН на частоте 102.7 МГц. Область долгот среднего профиля была разбита на 11 интервалов с дискретом 4.864 мс ($1^{\circ}47'$) и сформирован двумерный массив $I_j(m)$, где m —номер импульса ($1 \leq m \leq N$) и j —номер долготы внутри профиля ($1 \leq j \leq 11$). Вычислялись нормированные кросс-корреляционные функции (ККФ) между флуктуациями интенсивности на различных долготах.

$$K_{j,l}(\tau) = \sum_{m=1}^{N-\tau} \frac{(I_j(m) - \langle I_j \rangle)(I_l(m+\tau) - \langle I_l \rangle)}{\sigma_j(N-\tau)\sigma_l(N-\tau)},$$

где $\langle I_j \rangle$, $\langle I_l \rangle$ и σ_j , σ_l —средние значения и среднеквадратические отклонения интенсивности на долготах j и l , τ —сдвиг по номеру импульса, число импульсов $N = 200$. На рис. 5 показаны средние профили и ККФ между флуктуациями интенсивности на соответствующих долготах при сдвигах по номеру импульса в диапазоне $\tau = \pm 10$. Номера по диагонали и по горизонтали определяют номера долгот, между которыми считались

ККФ. Вертикальные линии соответствуют моментам $\tau=0$ —нулевые линии. ККФ по диагонали являются авто-корреляционными функциями. Сдвиг влево от нулевой линии означает опережение субимпульсов на более ранних долготах. Из рис. 5 видно, что коэффициент кросс-корреляции падает при движении по долготе от передней части профиля к центру (на долготах 6 и 7 корреляция отсутствует) и затем снова увеличивается на долготах II компонента (8 ÷ 11). Максимумы ККФ при движении по долготе внутри каждого из компонентов находятся на $\tau=0$, в то время как максимум ККФ между флуктуациями интенсивности I и II компонентов смещен на $2P$ влево. Это может быть связано со смещением положения субимпульсов от передней к хвостовой части среднего профиля. Регулярный дрейф у пульсара PSR 1133+16 отсутствует.

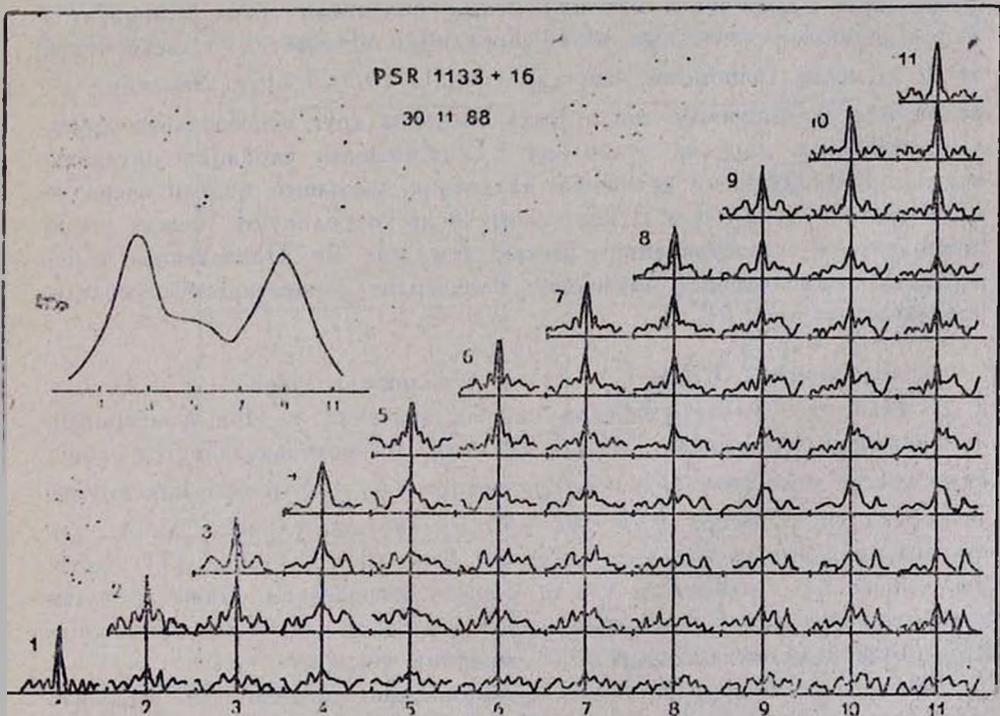


Рис. 5. Двумерные корреляционные карты флуктуаций интенсивности на разных долготах среднего профиля. Номера внизу и по диагонали соответствуют номерам долгот среднего профиля, между которыми считались нормированные кросс-корреляционные функции. Максимальный сдвиг ККФ по номеру импульса: $\tau = \pm 10 P$. ККФ по горизонтали соответствуют корреляции флуктуаций τ а первой в данном ряду долготе и всеми последующими долготами. Расстояние между соседними долготами 4.864 мс или $1^\circ 47'$.

Наличие протяженной коррелирующей составляющей во всей области долгот среднего профиля (см. рис. 5) обусловлено мерцаниями в межзвездной среде [7], а корреляция с масштабом $1 \div 2\rho$ относится к самому пульсару.

Корреляционная карта за следующий день наблюдений (27.11.88) слегка отличается от предыдущей. Область минимальной корреляции также приходится на долготы центра профиля (остается лишь протяженная составляющая). Однако максимум ККФ между вариациями интенсивности на долготах 4 и $9 \div 11$ смещен в другую сторону на $\tau = \pm 1\rho$ (смещение вправо), т. е. субимпульсы на более поздних долготах приходят раньше. Внутри каждого из компонентов вариации происходят в фазе.

Таким образом, существует достаточно высокая корреляция внутри долгот I и II компонентов среднего профиля (вариация происходит в фазе). Она практически исчезает между долготами обеих компонентов и центральными долготами, т. е. корреляция исчезает в области углов от θ_1 до нуля (напомним, что для «сopa!» ($\theta_1 \leq \theta \leq \theta_2$)). Заметим, что положения субимпульсов могут быть смещены друг относительно друга, а в остальном картина стабильна. Естественные вариации интенсивности, происходящие в источнике излучения, для нашей модели очевидно совпадают по фазе в I и II компоненте и не коррелируют между этими компонентами и центральной частью (см. рис. 3). Приведенные выше результаты наблюдения позволяют подтвердить теоретическую модель, предлагаемую нами [1, 2].

4. **Заключение.** ККФ $F_{i,j}(\tau)$ для разных значений i и j ($i, j = 1, 2, \dots, 11$) имеет максимумы для разных значений τ . При фиксированном значении i и разных j введем величину $\delta\tau$, которая является разностью между теми значениями τ , при которых $F_{i,j}(\tau)$ имеют максимумы. Для того же пульсара PSR 1133+16 по наблюдательным данным построена зависимость $\delta\tau$ от долготы $\delta\Phi$ (рис. 6) (см. также [7]), которая до сих пор не находила теоретического обоснования. Ниже приведем интерпретацию рис. 6 на основе нашей модели и в качестве возможных предсказаний приведем некоторые следствия теории.

Метод кросс-корреляционных функций дает возможность выделить лучи, идущие от пульсара к наблюдателю вдоль определенного направления. Для точечного источника r радикальным излучением, если бы он был неподвижным относительно наблюдателя (Земли), при вращении пульсара все лучи попадали бы в нужное направление. Однако пульсар, кроме вращения, совершает и поступательное движение, поэтому по мере изменения положения пульсара относительно Земли лучи будут приходить к наблюдателю вдоль разных направлений и флуктуация ин-

тенсивности излучения окажется не коррелированной. В случае же развиваемой нами модели излучающую область (область, выходя из которой лучи далее распространяются прямолинейно) мы разбиваем на 11 участков. В эти участки излучение попадет из области генерации, которую идеализированно можно представить как совокупность расположенных в ряд источников (рис. 7). Каждый из этих источников излучает в конус с углом раствора θ . При таком расположении источников очевидно, что зависимость $\delta\tau$ от $\delta\Phi$, $\delta\tau = f(\delta\Phi)$, имеет вид ломанной линии, похожей на наблюдаемую фазовую кривую [7]. Излучение, исходящее от источника II (луч A_{II}), может попадать к наблюдателю раньше луча B_I , исходящего от источника I. Поэтому при движении пульсара слева направо на рис. 7 возможно существование отрицательных значений τ на фазовой кривой. Средний ход фазовой кривой будет зависеть от того, какие лучи попадают в окно. Например, если в окно попадают лучи, находящиеся между A_I B_{II} , то τ с ростом долготы будет расти. Если же между A_{II} A_{III} , то τ будет отрицательным.

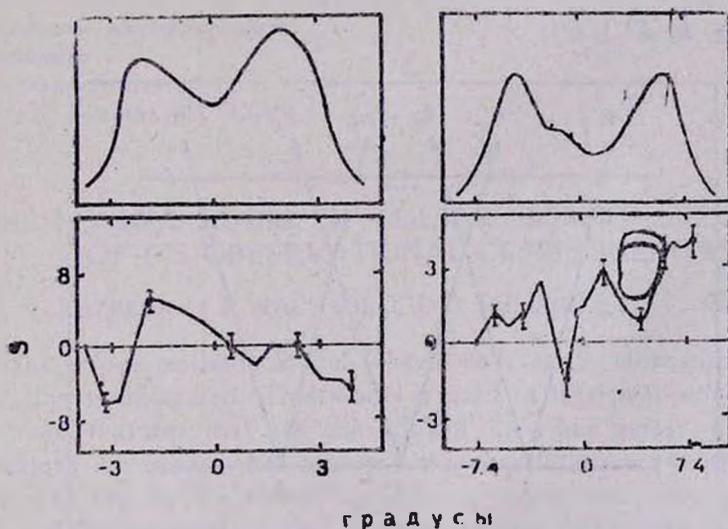


Рис. 6. Средние профили и смещения ККФ временных вариаций интенсивности (зависимость $\delta\tau$ от $\delta\Phi$).

Здесь же следует обсудить вопрос усреднения. В наблюдениях удавалось проводить усреднение по 200 импульсам. Наиболее разумным представляется усреднение по тому времени, за которое форма среднего профиля характеризуется стабильностью (порядка 1000 импульсов). Наиболее вероятным при таком усреднении должна быть неизменность

средней формы фазовой кривой. Переменность среднего хода кривой $\delta\tau = f(\delta\Phi)$ должна означать изменение размеров области и места генерации радионизлучения.

Направление электрического вектора как l , так и ll -волн определяется ориентацией плоскости D , в которой лежат векторы \vec{k} и \vec{B}_0 . В области генерации силовые линии \vec{B}_0 практически параллельны друг другу. Следовательно, при пересечении лучом зрения излучающей области наблюдатель принимает \vec{k} различной ориентации. Поэтому меняется ориентация плоскости D , а следовательно и позиционного угла [16]. У t -волн вектор электрической напряженности \vec{E}^t направлен перпендикулярно плоскости D , у ll -волн вектор \vec{E}^{ll} лежит в плоскости D почти перпендикулярно волновому вектору \vec{k} . Поэтому t и ll -волны наблюдатель смог бы отличить ориентацией электрических векторов. Для одинаковых \vec{k} , $\vec{E}^t \perp \vec{E}^{ll}$.

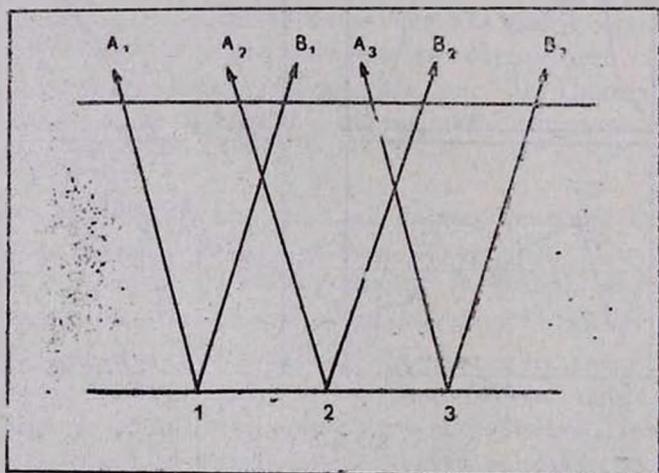


Рис. 7. Модель генерирующей (нижняя прямая) и излучающей (верхняя прямая) областей, объясняющая аномальный ход кривой $\delta\tau = f(\delta\Phi)$. 1, 2 и 3—проекция на плоскость источников излучения. $A_i B_i$ ($i = 1, 2, 3$)—лучи, определяющие края светового конуса i -го источника.

Выше отмечалось, что t -волны распространяются прямолинейно, тогда как ll -волны отклоняются от прямолинейного распространения, пока

не попадают в область с пониженной плотностью. Если в излучении типа «conal» t и lt -волны генерируются на одной высоте и часть волн, возбуждаемых у последней открытой силовой линии (например лучи A_1 на рис. 7), легко попадает в область с пониженной плотностью, другая же часть лучей (например лучи B_{II}) «следит» за силовой линией, то весьма вероятно, что ширина излучающей области для lt -волн (d_{lt}) может оказаться больше излучающей области t -волн (d_t). Если же лучи A_1 не сразу попадают в область с пониженной плотностью, то области (d_{II}) и (d_t) могут оказаться сдвинутыми друг относительно друга. Вначале окна преимущественно t -волны, затем lt -волны. По той же причине нам представляется возможным, в отсутствие затухания, обнаружение уширения профиля на НЧ: для излучения типа «conal», с уменьшением частоты, смещение субимпульсов II компонента должно быть больше, чем I компонента, т. е. имеет место искривление конуса излучения в сторону хвостового компонента.

В заключение авторы благодарят И. Ф. Малова, В. М. Малофеева, С. А. Сулейманову и М. В. Попова за полезные обсуждения.

Абастуманская астрофизическая
обсерватория
Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

THE PLASMA MODEL OF PULSAR EMISSION AND SOME OF ITS OBSERVATIONAL CONSEQUENCIES

A. Z. KAZBEGI, G. Z. MACHABELI, G. I. MELIKIDZE, T. V. SMIRNOVA

The pulsar emission model, based on plasma mechanisms of wave generation is described. This model is used to interpret some of the observational features that are unexplained in other pulsar models. Some predictions are made. For example the correlation between components I and II of the double "conal" profile is predicted. The prediction is confirmed by the analysis of the observations based on the intensity variation correlation. The proposed model explains the spatial structure of the emission sources and consequently the observed shift of the maximums of the cross-correlation functions of the intensity temporal variations. Besides the effect of superdispersion delay is explained and for lt -waves in the absence of damping the asymmetric broadening of the profile on low frequencies relative to the emission centre is predicted.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze, V. V. Usov*, Proc. Joint Varena-Abastumani Summer School & Workshop on Plasma Astrophysics, 1, 271, 1989.
2. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. IAU Symp. 128, The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars, paper I, 1990, (in press).
3. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. IAU Symp. 128, The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars, paper II, 1990, (in press).
4. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. IAU Symp. 128, The Magnetospheric Structure and Emission Mechanisms of Radio Pulsars, paper III, 1990, (in press).
5. *A. Wolszczan, J. Cordes*, Astrophys. J., 320, L35, 1987.
6. *М. В. Попов*, Письма в Астрон. ж., 13, 101, 1987.
7. *Т. В. Смирнова, В. И. Шишов*, Письма в Астрон. ж., 15, 443, 1989.
8. *Ю. П. Шитов, В. М. Малофеев, В. А. Извекова*, Письма в Астрон. ж., 14, 429, 1988.
9. *J. Arons*, Proc. Varena Summer School & Workshop on Plasma Astrophysics, 273, 1981.
10. *А. С. Волокутин, В. В. Красносельских, Г. Э. Мачабели*, Физика плазмы, 11, 310, 1985.
11. *Г. Э. Мачабели, В. В. Усов*, Письма в Астрон. ж., 5, 445, 1979.
12. *J. G. Lominadze, G. Z. Machabeli, V. V. Usov*, Astrophys. and Space Sci., 90, 19, 1983.
13. *J. M. Rankin*, Astrophys. J., 274, 333, 1983.
14. *J. Barnard, J. Arons*, Astrophys. J., 302, 138, 1986.
15. *N. Bartel, N. S. Kardashev, A. D. Kuzmin, N. Y. Nikolaev, M. V. Popov, W. Steber, T. V. Smirnova, V. A. Soglasnov, R. Wielebinski*, Astron. and Astrophys., 93, 85, 1981.
16. *A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze*, Proc. Joint Varena-Abastumani International School & Workshop on Plasma Astrophysics, 1, 277.