

АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 16

НОЯБРЬ, 1980

ВЫПУСК 4

УДК 523.164.42

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ПО ПРОФИЛЮ В РАМКАХ МЕХАНИЗМА ИЗЛУЧЕНИЯ КРИВИЗНЫ

И. Ф. МАЛОВ

Поступила 29 октября 1979

Принята к печати 27 декабря 1979

На основе модели полярной шапки и предположения о генерации излучения данной частоты на фиксированном уровне в магнитосфере пульсара вычислены профили импульсов для различных частот. Для двух пульсаров (PSR 0525 и PSR 1133) из сравнения вычисленных профилей с наблюдаемыми получены оценки энергии излучающих электронов и положения луча зрения относительно оси конуса излучения.

В последнее время широкое распространение получили представления о наличии плазменных волн в магнитосферах пульсаров. В частности, при распространении пучка релятивистских частиц в окружающей плазме должны возбуждаться электростатические волны с очень узким спектром частот вблизи локальной плазменной частоты. Если при этом частицы пучка испускают, так называемое, излучение кривизны¹, обусловленное ускорением зарядов за счет кривизны силовых линий, то в спектре будут усиливаться только частоты, близкие к локальной плазменной частоте ν_p [1] (рис. 1). На этом рисунке

$$\nu_c = \frac{3c}{4\pi} \frac{1}{\rho}, \quad \Delta\nu \sim \frac{2\nu_p}{\gamma} \quad (1)$$

Здесь γ — лоренц-фактор излучающих электронов, ρ — радиус кривизны силовой линии. В этом случае излучение на данной частоте будет генерироваться в очень узком слое магнитосферы. Мы рассмотрим, какой будет зависимость интенсивности от угла в рамках предположения о том, что

* В отечественной литературе используются также термины «изгибное излучение» и «магнито-дрейфовое излучение».

излучение какой-либо частоты генерируется на фиксированном уровне. Считаем, что магнитное поле является дипольным. В этом случае радиус кривизны силовых линий уменьшается с удалением от магнитной оси. Для малых полярных углов φ

$$\varphi \approx \frac{4r}{3\rho} \quad (2)$$

и достигает наименьшей для данного r величины на границе полярной шапки при

$$\varphi_{\max} \approx \sqrt{\frac{r}{R_L}} = \sqrt{\frac{2\pi r}{cP}}. \quad (3)$$

Положение максимума спектра при приближении к оси «сползает» в сторону низких частот, и относительное положение усиливаемой области меняется, переходя от $I, \propto \nu^{1/3}$ к $I, \propto \nu e^{-\nu/\nu_c}$. Таким образом, можно ожидать, что интенсивность будет уменьшаться с приближением к оси. Прямые вычисления подтверждают этот вывод.

Для единичного электрона, движущегося по искривленной силовой линии [2]

$$\frac{dI(\omega)}{d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2 \rho}{3\pi^2 c^2} \left(\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2 \right)^2 \left[K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\theta^2}{\frac{1}{\gamma^2} + \theta^2} K_{1/3}^2(\xi) \right] \text{эрг/с Гц стер}, \quad (4)$$

где

$$\xi = \frac{\omega \rho}{3c\gamma^3} (1 + \gamma^2 \theta^2)^{3/2},$$

а $K_{2/3}(\xi)$ и $K_{1/3}(\xi)$ — функции Макдональда. В заданной точке сечения конуса, образованного открытыми силовыми линиями, вклад в излучение будут давать, вообще говоря, и электроны, находящиеся в других точках сечения. Поэтому при вычислениях проводилось интегрирование по всему сечению:

$$I_s(\omega, \theta) \propto \frac{\gamma^2}{r} \int_{-\theta_{\max}}^{\theta_{\max}} \frac{V \theta'^2 \left[\xi^2 K_{2/3}^2(\xi) + \frac{\gamma^2 (\theta - \theta')^2}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} \xi^2 K_{1/3}^2(\xi) \right]}{1 + \gamma^2 (\theta - \theta')^2} d\theta'. \quad (5)$$

Здесь предполагалось, что оптическая толщина плазмы по поглощению

собственного излучения кривизны мала (оценки показывают, что это предположение при разумных значениях параметров оправдано) и что толщина области излучения мала и одинакова для всех частот. Кроме того считалось, что излучают электроны пучка, образующие моноэнергетические сгустки. При этом, как показано в [3], для приемлемых значений параметров могут быть получены наблюдаемые потоки радиоизлучения.

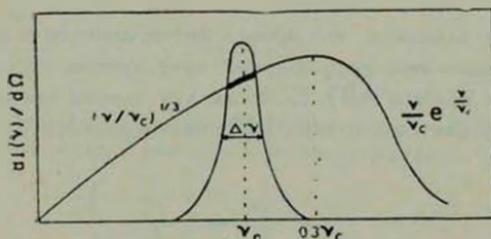


Рис. 1. Спектр излучения кривизны для единичного электрона с наложенным плазменным «резонансом».

Нами были проведены вычисления для зависимости частоты излучения от уровня генерации из [4]. Соответствующие профили для «среднего пульсара» ($P = 1$ с) представлены на рис. 2, где сплошными кривыми

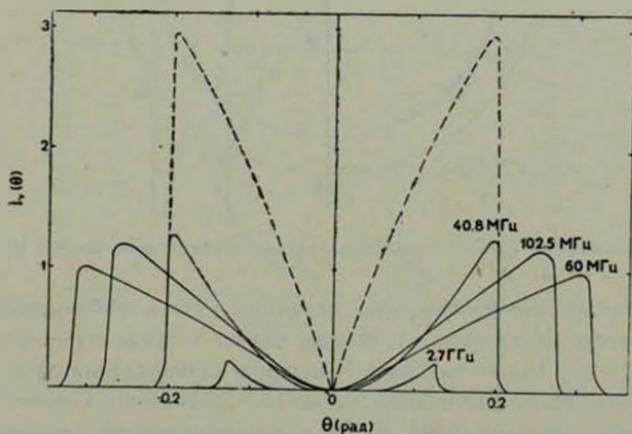


Рис. 2. Вычисленные профили импульсов для «среднего» пульсара. Интенсивность дана в условных единицах.

показаны профили, вычисленные для разных частот при $\gamma = 400$. Для сравнения пунктиром приведен профиль на 408 МГц при $\gamma = 900$. Как следует из рисунка, увеличение γ приводит к увеличению интенсивности и заполнению центральных областей профиля (внутренняя часть профиля ста-

новится выпуклой). Числа излучающих частиц считались одинаковыми для всех частот.

Мы также провели вычисления профилей, используя наблюдательные данные для отдельных пульсаров. Из наблюдаемых профилей определялись θ_{\max} и r с учетом того, что $\theta_{\max} \approx 3/2 \varphi_{\max}$. Были выбраны 2 пульсара с ярко выраженными двугорбыми профилями: PSR 0525 и PSR 1133 [5, 6].

Здесь следует заметить, что провал интенсивности в центре профиля до нуля будет только при прохождении луча зрения через центр конуса излучения (рис. 3, прямая AB). Если же луч зрения проходит на некотором расстоянии от центра (прямая EF), интенсивность в центре профиля

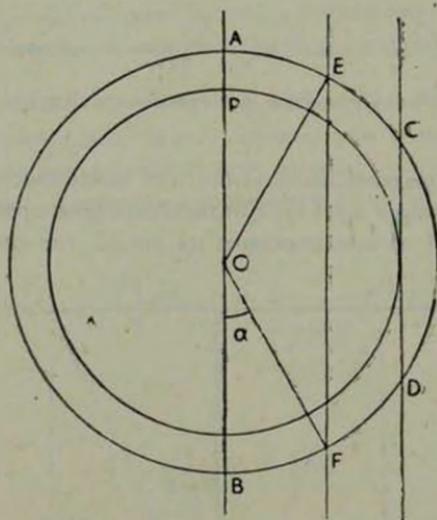


Рис. 3. Возможные расположения луча зрения относительно конуса излучения.

может иметь достаточно большую величину (что и наблюдается в большинстве двугорбых пульсаров). В этом случае в пределах интегрирования в выражении (5) нужно задавать геометрию прохождения луча. С учетом этих факторов были вычислены профили, достаточно хорошо согласующиеся с наблюдаемыми (рис. 4, 5). Соответствующие значения параметров:

$$\text{PSR 0525 } r = 1.46 \cdot 10^8 \text{ см. } \nu = 410 \text{ МГц, } \gamma = 500, \alpha = 0.1 \text{ рад,}$$

$$\text{PSR 1133 } r = 1.49 \cdot 10^7 \text{ см, } \nu = 410 \text{ МГц, } \gamma = 500, \alpha = 0.25 \text{ рад,}$$

$$r = 1.17 \cdot 10^7 \text{ см, } \nu = 1665 \text{ МГц, } \gamma = 500, \alpha = 0.35 \text{ рад.}$$

Как видно из рис. 4, 5, вычисленные профили имеют более крутой подъем, чем наблюдаемые. Это может быть связано с предположением о том, что уровень генерации является четко фиксированным. На самом деле его ширина конечна ($\sim \sqrt{\lambda/r_0}$) и учет этого фактора может прибли-

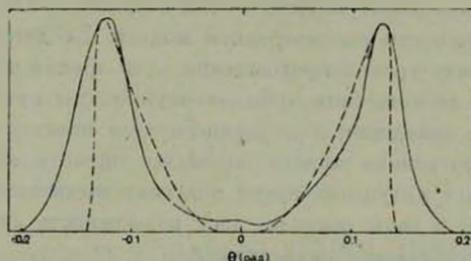


Рис. 4. Вычисленный и наблюдаемый профиль пульсара PSR 0525 на 410 МГц. Интенсивность здесь и на рис. 5 выражена в условных единицах.

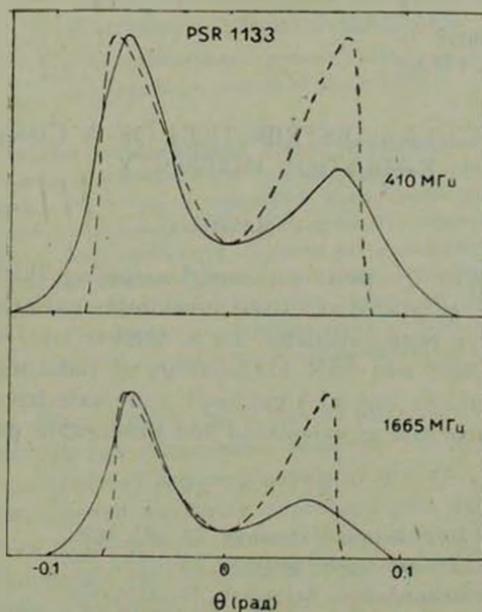


Рис. 5. Вычисленные и наблюдаемые профили пульсара PSR 1133.

зять вычисленные профили к наблюдаемым. Несимметрия левой и правой частей наблюдаемых профилей в PSR 1133 может быть обусловлена, например, статистическим отличием условий возбуждения и числа когерентно излучающих частиц в сгустке или числа самих сгустков. Для объ-

яснения наблюдаемого отличия правой и левой частей профиля достаточно предположить, что число излучающих частиц в соответствующих областях отличается всего в 1.5 раза.

Простые (одногорбые) профили будут наблюдаться в том случае, когда луч зрения пересекает конус излучения правее линии CD (рис. 3).

Таковы возможности рассмотренной модели. Ее детальная разработка может дать оценку уровня прохождения луча зрения через конус излучения. Геометрию прохождения, определенную таким путем, можно сравнить с данными о поведении позиционного угла плоскости поляризации. Кроме того, рассмотренная модель позволяет оценить величину лоренц-фактора γ в области излучения путем подгонки вычисленных профилей к наблюдаемым, что, в свою очередь, даст возможность сделать суждения о характере зоны ускорения в пульсарах.

В заключение следует отметить, что феноменологически модель поло-го конуса рассматривалась Бэкером [7], а физическая основа модели обсуждалась в целом ряде работ (см., например, [8, 9]).

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ON AN ANGULAR DISTRIBUTION OF A CURVATURE RADIATION INTENSITY

I. F. MALOV

On the basis of the polar cap model assuming that emission at the given frequency is generated at a fixed level in the pulsar magnetosphere, pulse profiles have been calculated for a number of frequencies. For two pulsars PSR 0525 and PSR 1133 energy of radiating electrons and relative position of the line of sight and cone axis have been estimated from the comparison of calculated and observable profiles.

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Elsasser, J. G. Kirk, *Astron. Astrophys.*, 52, 44), 1976.
2. Дж. Джексон, *Классическая электродинамика*, Мир, М., 1965.
3. J. G. Kirk, D. ter Haar, *Astron. Astrophys.*, 66, 359, 1978.
4. В. А. Извекова, И. Ф. Малов, *Письма АЖ*, 5, 393, 1979.
5. R. N. Manchester, *Ap. J., Suppl. ser.*, No. 199, 23, 283, 1971.
6. R. N. Manchester, *Ap. J.*, 167, L101, 1971.
7. D. C. Backer, *Ap. J.*, 209, 895, 1976.
8. M. A. Ruderman, P. G. Sutherland, *Ap. J.*, 196, 51, 1975.
9. J. Arons, D. F. Smith, *Ap. J.*, 229, 728, 1979.