

А.Л. Акопян¹, В.С. Бескин^{1,2}

¹Московский физико-технический институт (государственный университет)

²Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН

К определению размера изображения импульса радиопульсара в картинной плоскости

Определение размера изображения импульсов радиопульсаров в картинной плоскости является важнейшей задачей не только в связи с возможностью прямого углового разрешения радиоимпульсов, но и для проверки и ограничения существующих теорий радиоизлучения. В работе в простейшем случае дипольного магнитного поля и для распространяющейся по прямой необыкновенной волны (Х-моды) определены как форма изображения, так и ее изменение в зависимости от фазы импульса. Получены изображения для пульсаров с различными модельными параметрами излучения, такими как угол наклона оси намагниченности к оси вращения, лоренц-фактор плазмы ит.д. Показано, что размер изображения в центре импульса значительно меньше, чем на его краях.

Ключевые слова: радиопульсары, диаграмма направленности.

1. Введение

За почти полувековую историю исследования радиопульсаров, несмотря на отсутствие общепринятой последовательной теории их когерентного радиоизлучения, сформировалось вполне работоспособная модель полого конуса, позволяющая объяснить основные геометрические свойства средних импульсов [1, 2, 3]. Она основана на предположении о том, что диаграмма направленности радиоизлучения повторяет профиль плотности вторичной электронно-позитронной плазмы, рождение которой должно быть подавлено вблизи

магнитной оси, где радиус кривизны магнитных силовых линий существенно больше, чем вдали от нее [4, 5].

Действительно, согласно современным представлениям, рождение вторичной плазмы происходит вблизи магнитных полюсов нейтронной звезды, где существует сильное продольное электрическое поле. Первичные частицы, ускоряемые этим электрическим полем, движутся по искривленным траекториям, излучая при этом изгибные фотоны с характерной частотой $\omega_{\text{cur}} \sim (c/R_c)\gamma^3$ (R_c - радиус кривизны, γ - лоренц-фактор частиц), которая попадает в гамма-диапазон. Следующим в данной цепочке процессов является конверсия этих гамма-квантов в электронно-позитронные пары $\gamma + B \rightarrow e^+ + e^- + B$, что также становится возможным лишь в искривленном магнитном поле (фотоны, движущиеся вдоль магнитного поля, в электронно-позитронную пару превратиться не могут [6]).

Из сказанного выше можно заключить, что рождение вторичных частиц в прямолинейном магнитном поле (точнее, с большим радиусом кривизны) будет подавлено, т.к. будет невелика как интенсивность изгибного излучения, так и угол распространения фотонов к магнитному полю. Поэтому в центральных областях полярной шапки плотность вторичных частиц должна быть гораздо меньше, чем у ее границ. С истекающей плазмой обычно и связывают наблюдаемое радиоизлучение пульсаров.

За все эти годы вопрос о структуре диаграммы радиоизлучения исследовался достаточно подробно как с теоретической точки зрения, так и экспериментально (см., например, последние обзоры [7, 8]). Так, из наблюдений была определена зависимость ширины средних профилей от периода пульсара P и частоты наблюдения ν [9, 10]. Эти результаты, в частности, показали, что генерация радиоизлучения должна происходить на высотах R_m порядка 10–100 радиусов звезды. В последнее время большое внимание было уделено построению последовательной теории распространения волн в магнитосфере [11, 12, 13], которая позволила объяснить основные поляризационные свойства диаграммы направленности. С другой стороны, вопрос о форме радиосигнала в картинной плоскости ранее практически не исследовался. Дело в том, что даже в том случае, если пространственный размер изображения составляет несколько десятков радиусов нейтронной звезды (порядка 10^7 см), угловой размер такого источника даже для ближайших радиопульсаров (порядка 100 пк) должна составлять лишь 10^{-4} мс дуги, что находилось за пределами приемной аппаратуры. Поэтому единственным каналом, с помощью которого удавалось оценить линейный размер излучающей области, оставался метод межзвездных

мерцаний [14, 15, 16]. При этом, однако, в большинстве случаев речь могла идти лишь о его верхней оценке. Только в последнее время в связи с запуском космического телескопа Спектр-Р (Радиоастрон) [17], наконец появилась возможность прямого детектирования пространственного радиоизображения пульсаров. Поэтому, по нашему мнению, настало время подробно исследовать этот вопрос.

2. Основные предположения

Сформулируем основные предположения, в рамках которых будет построена модель изображения радиосигнала в картинной плоскости. Прежде всего, напомним, что радиоизлучение пульсара содержит две различные поляризационные моды [2, 3]. В данной работе мы для простоты рассмотрим лишь т.н. X-моду, для которой коэффициент преломления $n = 1$, и поэтому она распространяется по прямой независимо от ориентации внешнего магнитного поля. Впрочем, ортогональная ей O-мода должна испытывать преломление лишь в самых внутренних областях магнитосферы [11, 12, 13], так что наш выбор качественно не изменит общую картину.

Геометрические свойства наблюдаемого излучения будут зависеть от структуры диаграммы направленности. Ниже для простоты мы будем считать, что диаграмма направленности повторяет профиль концентрации плазмы у поверхности полярной шапки, которую мы запишем виде $n_e \propto g(r_\perp)$. Как уже отмечалось, общепризнанной теории радиоизлучения, позволяющей определить функцию $g(r_\perp)$, в настоящее время не существует. Поэтому ниже мы будем использовать приближение дипольного магнитного поля (которое справедливо для расстояний R_m , много меньших радиуса светового цилиндра $RL=c/\Omega$), а также, как и в работе [13], однопараметрическую аппроксимацию:

$$g(r_\perp) = \left[1 + \left(\frac{f_0 R_0}{r_\perp} \right)^5 \right]^{-1} \exp(-r_\perp^2 R_0^2).$$

Здесь $R_0(r) = (r\Omega/c)^{1/2} r$ есть зависящий от радиус-вектора r расстояние от магнитной оси до последних открытых силовых линий, которые и определяют угловой растрор диаграммы направленности в модели полого конуса. Экспоненциальный фактор как раз и приводит к

При численном вычислении интеграла вдоль пути распространения параметризуем картинную плоскость координатами a_1 , a_2 вдоль базисных векторов ρ_1 и ρ_2 , перпендикулярных фиксированному направлению \mathbf{o} (и соответствующих заданной фазе импульса ϕ), рис. 1.

3. Результаты

На рис. 2, 3 показаны изображения радиоимпульсов в картинной плоскости в зависимости от фазы импульса. Как мы видим, при стандартных параметрах радиопульсаров (период $P = 1$ сек., лоренц-фактор истекающей плазмы $\gamma = 50$, высота излучения $R_m = 10R_s$) размеры изображения не превышают нескольких радиусов звезды. Естественно, при центральном прохождении (и при наличии полости $f_0 > 0$) в центре среднего профиля, т.е. при $\phi = 0^\circ$, излучение практически отсутствует. С другой стороны, хорошо видно, что на краях среднего профиля изображение сильно вытягивается.

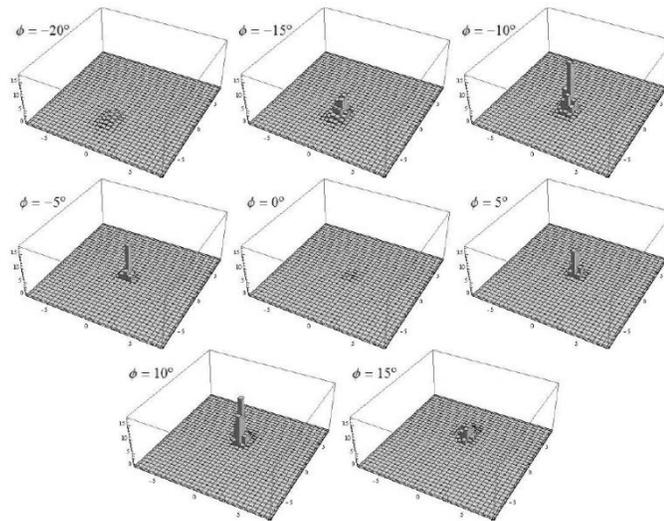


Рис. 2. $\chi = 30^\circ, \delta = 0^\circ, P = 1, f_0 = 0.2, \gamma = 50, R_m = 10$

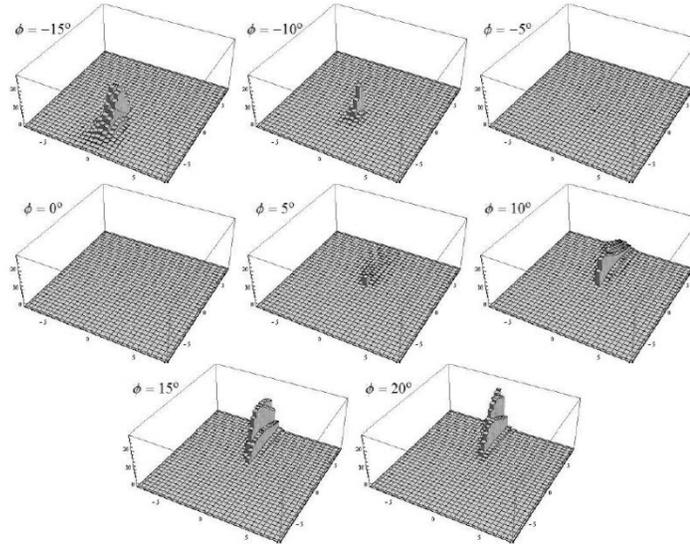


Рис. 3. $\chi = 30^\circ, \delta = 0^\circ, P = 0.5, f_0 = 0.2, \gamma = 100, R_m = 50$

Это свойство легко может быть объяснено. Действительно, рассмотрим случай, когда магнитная ось перпендикулярна оси вращения ($\chi = 90^\circ$), а наблюдатель находится в экваториальной плоскости ($\beta = 0^\circ$). Поскольку излучение происходит вдоль магнитных силовых линий, то оно может быть принято лишь от тех точек, которые также лежат в экваториальной плоскости. Все же остальные силовые линии будут оклоняться либо вверх, либо вниз от плоскости экватора, и поэтому излучение от этих точек зарегистрировано быть не может. Следовательно, в предельном случае $\theta = 1/\gamma \rightarrow 0$, изображение в картинной плоскости должно представлять собой лежащую в экваториальной плоскости линию, длина которой будет зависеть от уровня генерации R_m .

Ниже для удобного анализа результатов мы приводим графики наиболее важных параметров, получающихся непосредственно из вычислений (рис. 4, 5, 6, 7). В первую очередь, одной из важных характеристик, конечно же, является средний профиль - зависимость интегральной светимости I от фазы ϕ . Еще одной характеристикой является зависимость размера (ширины) W изображения в картинной плоскости от фазы ϕ . Также мы приводим траекторию движения пика интенсивности.

Как мы видим, размер изображения радиоимпульса пульсара не превышает нескольких радиусов нейтронной звезды, т.е. оказывается порядка 10^7 см. Неудивительно поэтому, что до последнего времени никакой надежды разрешить это изображение не представлялось

ВОЗМОЖНЫМ.

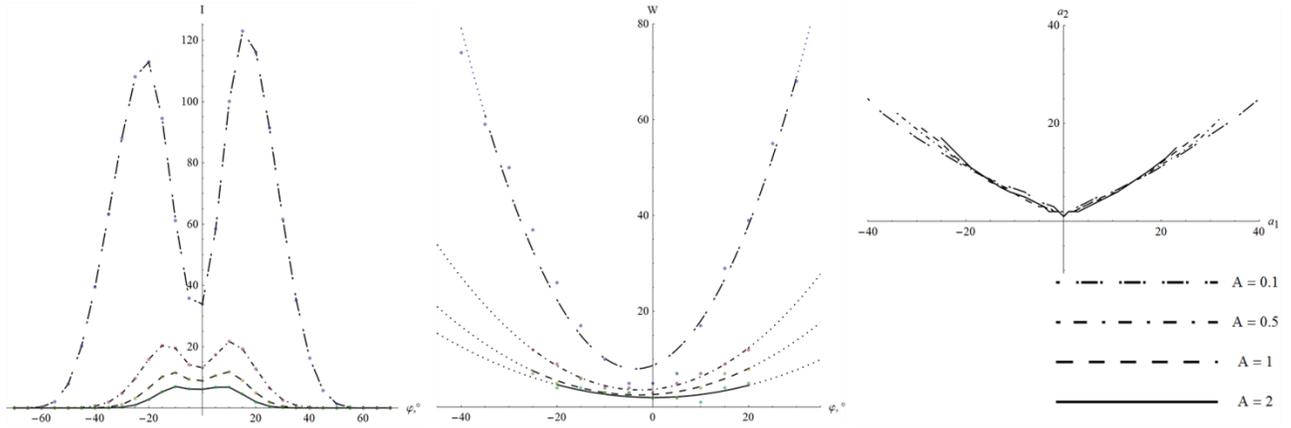


Рис. 4. Профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах A

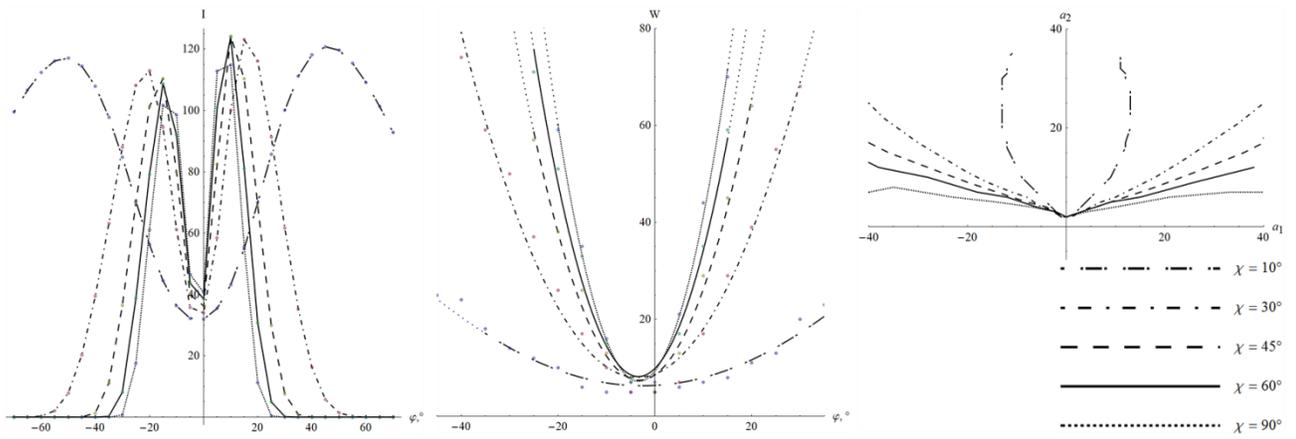


Рис. 5. Профиль, ширина изображения и движение центра при различных углах χ

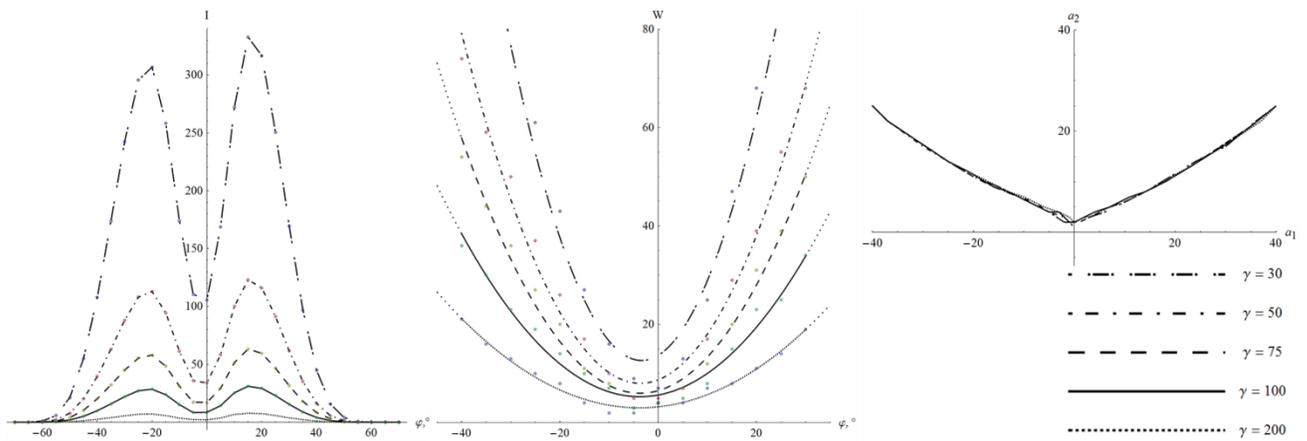


Рис. 6. Профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах γ

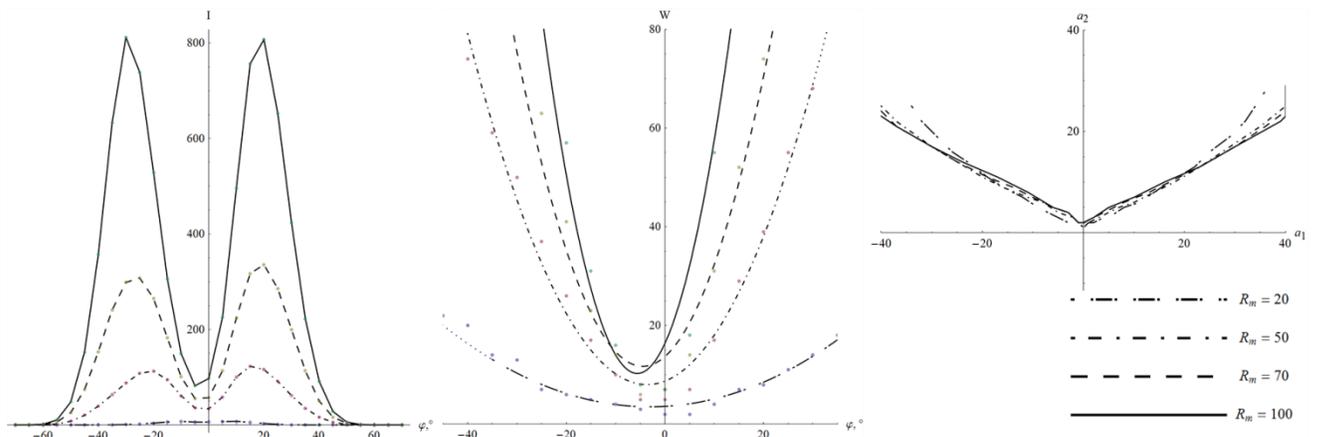


Рис. 7. Профиль, ширина изображения и движение центра при различных параметрах R_m

Литература

1. *Radhakrishnan V., Cooke D.J.*, Magnetic Poles and the Polarization Structure of Pulsar Radiation. – *Astrophysical Letters*. – 1969. – Vol. 3. – P. 225.
2. *Смит Ф.Г.* Пульсары. – М.: Мир, 1979. – 272 с.
3. *Манчестер Р., Тейлор Дж.* Пульсары. – М.: Мир, 1977. – 294 с.
4. *Sturrock P.A.*, A Model of Pulsars. – *ApJ*. – 1971. – Vol. 164. – P. 529.
5. *Ruderman M.A., Sutherland P.G.*, Theory of pulsars - Polar caps, sparks, and coherent microwave radiation. – *ApJ*. – 1975. – Vol. 196. – P. 51-72.
6. *Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Пятаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. – М.: Физматлит, 2001. – 720 с.
7. *Weltevrede P., Johnston S.*, Profile and polarization characteristics of energetic pulsars. – *MNRAS*. – 2008. – Vol. 391. – P. 1210-1226.
8. *Hankins T.H., Rankin J.M.*, Arecibo Multi-Frequency Time-Aligned Pulsar Average-Profile and Polarization Database. – *ApJ*. – 2010. – Vol. 139. – P. 168-175.
9. *Rankin J.M.*, Toward an empirical theory of pulsar emission. I Morphological taxonomy. – *ApJ*. – 1983. – Vol. 274. – 1983. – P. 333-368.
10. *Maciesiak K., Gil J., Melikidze G.*, On the pulse-width statistics in radio pulsars - III. Importance of the conal profile components. – *MNRAS*. – 2012. – Vol. 424. – P. 1762-1773.
11. *Petrova S.A., Lyubarskii Y.E.*, Propagation effects in pulsar magnetospheres. – *A&A*. – 2000. – Vol. 355. – P. 1168-1180.

- 12.** *Wang C., Lai D., Han J.*, Polarization changes of pulsars due to wave propagation through magnetospheres. – MNRAS. – 2010. – Vol. 403-2. – P. 569-588.
- 13.** *Beskin V.S., Philippov A.A.*, On the mean profiles of radio pulsars I: Theory of the propagation effects. – MNRAS. – 2012. – Vol. 425. – P. 814-840.
- 14.** *Gwinn C.R., Bartel N., Cordes J.M.*, Angular broadening of pulsars and the distribution of interstellar plasma fluctuations. – ApJ. – 1993. – Vol. 410-2. – P. 673-685.
- 15.** *Smirnova T.V., Shishov V.I., Malofeev V.M.*, The Spatial Structure of Pulsar Emission Sources Determined Using Interstellar Scintillation. – ApJ. – 1996 – Vol. 462. – P. 462.
- 16.** *Смирнова Т.В., Шишов В.И., Стинебринг Д.Р.*, Рефракционные межзвездные мерцания пульсаров. – *Астрономический Журнал*. – 1998. – Т. 75. – №6. – С. 866-879.
- 17.** *Кардашев Н.С.*, «Радиоастрон» — радиотелескоп много больше Земли. Научная программа. – УФН. – 2009. – Т. 179. - №11. – С. 1191.