

Министерство высшего и среднего специального образования
Р С Ф С Р

Ордена Трудового Красного Знамени
Научно-исследовательский радиопизический институт (НИРФИ)

Препринт № 75

НИЗКОЧАСТОТНОЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ
ИЗЛУЧЕНИЕ ПУЛЬСАРОВ В МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЕ

В.П.Докучаев

В.В.Тамойкин

Ю.В.Чугунов

Горький - 1975 г.

А н н о т а ц и я

Рассмотрено низкочастотное электромагнитное излучение пульсаров с учетом влияния окружающего магнитоактивного газа межзвездного пространства. Показано, что в модели наклонного магнитного ротатора пульсары генерируют волновые возмущения диапазона так называемых спиральных волн (*whistlers*). Получены формулы, определяющие потери на излучение этих волн вращающимся магнитным диполем и квадруполем при различных значениях параметров межзвездной среды. Установлена зависимость излучаемой мощности от частоты вращения источников волн. Отмечено, что известные параметры замедления вращения пульсара в Крабовидной туманности можно объяснить, если считать, что его низкочастотное излучение является магнитоквадрупольным.

Библ. 13 назв.

1. После открытия пульсаров и отождествления их с нейтронными звездами большое внимание уделяется исследованию электродинамического взаимодействия этих звезд с окружающим газом космического пространства [1-4]. Наблюдаемое замедление вращения некоторых из них объясняют, как правило, трансформацией энергии вращения в энергию низкочастотного излучения электромагнитных волн (см. также [3]) наклонным магнитным ротатором, находящимся в вакууме. В работе [5] было отмечено, что окружающая пульсары межзвездная среда должна существенно влиять на интенсивность этого излучения. Кроме того, при анализе механизма излучения необходимо принимать во внимание наличие у пульсаров магнитосферы, в которой, вероятно, ионизированный газ находится в состоянии релятивистской турбулентности [4,6]. В работе [6] сделан вывод о том, что магнитосфера сильно поглощает низкочастотное излучение вследствие турбулентной электропроводности.

В этой работе мы рассмотрим один из возможных механизмов взаимодействия быстро вращающихся намагниченных космических тел с окружающим межзвездным газом. Исследован только линейный вариант задачи, который следует иметь в виду при дальнейшем развитии более полной теории низкочастотного электромагнитного излучения пульсаров.

Большинство открытых пульсаров имеют угловые скорости вращения, которые заключены в пределах

$$1 \text{ сек}^{-1} \leq \omega \leq 200 \text{ сек}^{-1}. \quad (1)$$

По современным представлениям, эти звезды обладают большими магнитными моментами. Оси намагниченности пульсаров, по-видимому, не совпадают с осями вращения, как это имеет место, например, в случае Земли и Солнца. Мы приемем здесь эту модель наклонного магнитного ротатора.

При вращении намагниченного шара радиуса a в вакууме он излучает электромагнитные волны, и мощность излучения определяется известной формулой.

$$W_0 = \frac{2\omega^4 p_m^2}{3c^3} \quad \text{при} \quad \frac{\omega a}{c} = k_0 a \ll 1, \quad (2)$$

где $p_m = a^3 B_p$ — величина проекции магнитного момента на плоскость, перпендикулярную оси вращения, ω — угловая скорость, B_p — магнитная индукция у полюсов, c — скорость света в вакууме. Этой формулой обычно пользуются, считая, что потери углового момента и кинетической энергии вращения звезды ξ полностью обусловлены низкочастотным электромагнитным излучением

$$\frac{d\xi}{dt} = -W_0, \quad \xi = J \frac{\omega^2}{2}, \quad \omega = 2\pi/\tau, \quad (3)$$

где J — момент инерции звезды, $J \sim a^2 M$, M — ее масса.

Покажем, что плазма межзвездной среды должна сильно влиять на характер низкочастотного излучения. Ряд пульсаров связывают с нейтронными звездами, образовавшимися после вспышек сверхновых. Известно, что такие вспышки сопровождаются образованием туманностей вокруг этих звезд. Физические условия в туманностях подробно исследованы и необходимые сведения содержатся в работе [7]. Напряженность магнитного поля в этих туманностях лежит в пределах $10^{-3} \approx H_0 \approx 10^{-5}$ э, а электронная концентрация $10^{-2} \approx n_e \approx 10$ см⁻³. Например, в центре аморфной части Крабовидной туманности, где расположен пульсар PSR 0532; $H_0 \approx 10^{-3}$ э и $n_e \approx 0,1 + 1$ см⁻³. В поле $H_0 = 10^{-4}$ э гирочастоты электронов и ионов соответственно $\omega_{ne} = 2 \cdot 10^3$ сек⁻¹, $\omega_{ni} \approx 1$ сек⁻¹. Плазменная частота электронов в этих областях $\omega_{pe} \approx 10^5$ сек⁻¹,

а числа соударения ν_{ei} малы, вследствие сравнительно высокой температуры $T \approx 10^2 + 10^3$ °K. Таким образом, угловые скорости вращения пульсаров, как правило, заключены в интервалах

$$\omega_{Hi} \ll \omega \ll \omega_{He}, \quad \nu_{ei} \ll \omega \ll \omega_{pe}. \quad (4)$$

Следовательно, в диапазоне частот (4) можно считать, что пульсары окружены "холодной" бесстолкновительной магнитоактивной плазмой (тепловым движением частиц, как показали оценки, можно пренебречь). В такой среде распространение электромагнитных волн описывается тензором диэлектрической проницаемости в виде [8]:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon & ig & 0 \\ -ig & \varepsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix} \quad (5)$$

с компонентами

$$\varepsilon = 1 - \omega_{pe}^2 \frac{\omega_{He} \omega_{Hi} - \omega^2}{\omega^2 \omega_{He}^2}, \quad g = \frac{\omega_{pe}^2}{\omega \omega_{He}}, \quad \eta = -\frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}, \quad (6)$$

между которыми соблюдаются неравенства

$$|\varepsilon| < |g| \ll |\eta|. \quad (7)$$

Известно, что в этой области частот распространяется лишь один тип нормальных волн, так называемые спиральные волны^{†)}. Ясно, что пульсары в модели наклонного магнитного ротатора должны возбуждать в окружающем пространстве именно этот тип волн. При указанных значениях частот ω , ω_{pe} , ω_{He} и ω_{Hi} показатель преломления спиральных волн $n \approx \sqrt{g} \sim 10 + 10^3$, что приводит к существенному изменению величины излучаемой мощности по сравнению с излучением в вакууме. Заметим, что более медленно вращающиеся космические тела — магнитные звезды и планеты, с периодами вращения T порядка суток ($\omega \ll \omega_{Hi}$) генери-

†) В условиях ионосферы и магнитосферы Земли эти волны принято называть свистящими атмосфериками (whistlers)

руют в окружающей среде магнитогидродинамические волны [9, 10].

Приведем результаты решения задачи об излучении спиральных волн сторонними электрическими токами с плотностью

$$\vec{j}_{\text{ст}} = c \operatorname{rot} \vec{m}, \quad (8)$$

где \vec{m} — намагниченность единицы объема источника, которую зададим в следующем виде:

$$\vec{m}(\vec{R}, t) = m_0(\vec{R})[\vec{e}_x \cos \omega t + \vec{e}_y \sin \omega t] + m_1(\vec{R})\vec{e}_z(\theta)$$

$$m_0(\vec{R}) = \left(p + K \frac{d}{d\vec{x}} \right) \frac{\exp(-R^2/a^2)}{(\pi a^2)^{3/2}}, \quad R = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}.$$

Здесь \vec{e}_x , \vec{e}_y , \vec{e}_z — единичные векторы прямоугольной системы координат (x, y, z) , m_0 и m_1 — проекции плотности магнитного момента соответственно на плоскость (x, y) и на ось вращения z , которая выбрана вдоль силовых линий внешнего магнитного поля \vec{H}_0 . В выражении для m_0 учтено, что помимо дипольного момента p источник обладает квадрупольным моментом K . Гауссово распределение намагниченности в формуле (8) выбрано для упрощения расчетов.

Мы не будем проводить решение уравнения Максвелла с тензором (5)–(8) при наличии сторонних источников (8)–(9). Подробные расчеты аналогичных задач теории излучения спиральных волн содержатся в работе [12]. Здесь мы воспользуемся некоторыми результатами этой работы и приведем формулы для полной излучаемой мощности W источниками (8)–(9), опуская промежуточные вычисления. Оказывается, что выражение для W существенно зависит от соотношения между гибридной частотой $\Omega_H = (\omega_{Hc} \omega_{Hc})^{1/2}$ и частотой излучателя ω . При условии $\omega < \Omega_H$,

+) В нейтронных звездах возможна сильная неоднородность магнитной индукции, которая приводит к появлению магнитных мультиполей. На сложный характер магнитного поля звезды после коллапса указывается в работе [11].

когда компоненты тензора ϵ и η имеют одинаковые знаки, в среде отсутствует резонанс волны с заряженными частицами (электронами и ионами). В этом нерезонансном случае, когда показатель преломления для спиральных волн имеет конечное значение при любых углах распространения этих волн по отношению к направлению внешнего магнитного поля H_0 , получаем следующее интегральное выражение для мощности излучения

$$W = \frac{\omega^4 g^{3/2}}{2c^3} \int_0^1 x^2 (p^2 + k_0^2 g x^2 K^2) \left[1 + \frac{1}{(x^2 + \alpha^2)^2} \right] \cdot \exp \left[\frac{k_0^2 \epsilon a}{2} - \frac{k_0^2 g a^2}{2(x^2 + \alpha^2)} \right] dx, \quad \alpha^2 = |\epsilon/g| \ll 1. \quad (10)$$

Интеграл в (10) вычисляется приближенно в двух предельных случаях. Так, при условии

$$k_0 a \sqrt{g} \ll 1 \quad (11)$$

из (10) находим

$$W_1 \approx \frac{\omega^4 g^{3/2}}{2c^3} \left(\frac{\pi}{4} \sqrt{\frac{g}{\epsilon}} p^2 + \frac{6}{5} k_0^2 g K^2 \right) \quad \text{при } (k_0 a g)^2 \ll |\epsilon|, \quad (12)$$

$$W_2 \approx \frac{\omega^3 g}{2ac^3} \left(\sqrt{\frac{\pi}{2}} p^2 + \frac{6}{5} k_0^2 g^{3/2} a K^2 \right) \quad \text{при } (k_0 a g)^2 \gg |\epsilon|. \quad (13)$$

При условии $\omega > \Omega_H$, как следует из соотношений (6), ϵ и η имеют различные знаки и в среде имеет место резонансное взаимодействие спиральных волн с электронами плазмы — показатель преломления волн обращается в бесконечность под углом $\vartheta = \arccos |\epsilon/\eta|^{1/2}$ (ϑ — угол между фазовой скоростью волны и направлением магнитного поля H_0). В этом случае при условии $k_0 a \sqrt{g} \ll 1$ и $k_0 a \sqrt{|\eta|} \gg 1$ потери на излучение попрежнему определяются формулой (13). Заметим также, что при условии $k_0 a \sqrt{g} \gg 1$ интенсивность излучения определяется вы-

$$W_3 = \frac{\omega^2 g^{1/2}}{2 c a^2} \left(p^2 + \frac{4 k_0 \sqrt{g}}{a} K^2 \right) \exp\left(-\frac{k_0^2 g a^2}{2}\right). \quad (14)$$

Из (12)–(14) видно, что излучаемая мощность при условии (11) не зависит от конкретного вида распределения источников (8) в пространстве и определяется магнитными моментами p , K и характерным размером излучателя a . Формулы (12)–(14) описывают потери энергии наклонного магнитного ротора на низкочастотное излучение в различных участках интервала (4). Подробный анализ электромагнитных полей спиральных волн, генерируемых элементарными диполями, проведен в работе [13].

Обсудим приведенные здесь выражения для мощности W , имея в виду низкочастотное электромагнитное излучение пульсаров с учетом влияния межзвездной среды.

Во-первых, из сопоставления соотношений (2) и (12)–(13) видно, что при учете межзвездной среды потери энергии диполя на излучения возрастают по сравнению с излучением в вакууме ($W_{1,2}/W_0 \sim 10^3 + 10^6$). Это означает, что предполагаемая величина магнитного поля B_0 у поверхности пульсаров может оказаться завышенной на несколько порядков, так как один из способов оценки B_p состоит в сравнении выражений типа (2)–(3).

Во-вторых, наличие межзвездной среды должно сильно влиять на характер зависимости излучаемой мощности от периода вращения пульсара. Действительно, если в вакууме $W_0 \sim T^{-4}$, то с учетом межзвездной среды $W \sim T^{-\gamma}$, где γ принимает значение 3 в соответствии с (12) и 2 для дипольного излучения (13).

В этой связи обратим внимание на следующее интересное обстоятельство, связанное с магнитоквадрупольным излучением спиральных волн. Из формул (12)–(13) получаем

$$W_k = \frac{3 \omega^6 g^{5/2}}{5 c^5} K^2 \quad \text{при} \quad k_0 a g^{1/2} \ll 1. \quad (15)$$

С учетом выражения для g (6) находим, что $W_k \sim \omega^{7/2}$. Из соотношений (3) и (15) определяем связь между перио-

дом вращения квадруполь T и его производными

$$T \frac{d^2 T}{dt^2} = - \frac{1}{2} \left(\frac{dT}{dt} \right)^2 \quad (16)$$

Значения величин T , \dot{T} и \ddot{T} измерены достаточно точно лишь для пульсара PSR 0532. Отметим, что найденные значения точно удовлетворяют соотношению (16) [4].

Магнитоквадрупольное излучение преобладает над дипольным не только в случае, когда дипольный момент $P = 0$, но и при условии, что диполь ориентирован точно вдоль оси вращения, а один из векторов, описывающих квадрупольный момент, образует некоторый угол с этой осью. Механическая задача об изменении угла между магнитными осями и осью вращения ротатора, которое происходит в результате торможения излучением, здесь не рассматривается (см. в этой связи работу [3]).

Величина \dot{T} надежно измерена только для небольшой части пульсаров, а производная \ddot{T} известна, кроме пульсара в Крабе, с меньшей точностью еще для пяти пульсаров [4]. Из этих измерений следует, что

$$T \ddot{T} = \alpha \dot{T}^2, \quad (17)$$

где найденные значения α велики и составляют $10^3 + 10^5$. В рамках рассмотренного выше механизма низкочастотного излучения этот факт имеет качественное объяснение. Действительно, предполагая выполненным условие $k_0 a \dot{q}^{3/2} \gg 1$, мощность излучения магнитного диполя определяется формулой (14):

$$W_3 \propto \frac{p^2}{T^{3/2}} e \left(-\frac{\beta}{T} \right), \quad \beta = \frac{3 \omega_{pe}^2 a^2}{c^2 \omega_{ne}} \quad (18)$$

Из соотношений (3) и (18) устанавливаем связь:

$$T \ddot{T} = \left(\frac{3}{2} + \frac{k_0^2 a^2 \dot{q}}{2} \right) \dot{T}^2, \quad (19)$$

и, так как по условию $k_0 a \dot{q} \gg 1$, то из соотношений (17) и (19) следует, что $\alpha \approx k_0 a \dot{q} \gg 1$. Однако при этом низкочастотное излучение должно быть экспонен-

циально мало, то есть трудно объяснить наблюдаемую величину \uparrow . Можно убедиться, что это утверждение остается в силе и для других достаточно быстро и плавно спадающих распределений спектров сторонних токов. По-видимому, ситуация может быть иной в случае сильно неоднородных распределений токов и их спектров. Например, когда излучающая область представляет собой набор некогерентных излучателей с масштабами L при условии $k_0 \sqrt{L} \ll 1$. Однако эта задача требует специального рассмотрения.

В заключение еще раз подчеркнем, что рассмотренные здесь вопросы излучения спиральных волн пульсарами указывает, насколько существенным является учет влияния межзвездной среды и дисперсии в ней низкочастотных электромагнитных волн. Проведенное выше исследование носит, по существу, качественный характер. Однако, оно может оказаться полезным при построении более адекватной модели излучателя с учетом сильных нелинейных возмущений в магнитосфере пульсаров.

Мы благодарны В.В.Железнякову и С.А.Каплану за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. J. J. Gunn, J. P. Ostriker, Nature, 221, 454, 1969.
2. Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Теория тяготения и эволюция звезд. Изд. "Наука", М., 1971.
3. В.Л.Гинзбург, УФН, 103 393 (1971).
4. Ф.Дайсон, Д.тэр Хаар, Нейтронные звезды и пульсары, Изд. "Мир", М., 1973.
5. В.В.Железняков, УФН, 99, 524 (1969).
6. С.А.Каплан, В.Н.Цытович, В.Я.Эйдман. Астрон. ж., 51, 363 (1974).
7. И.С.Шкловский, Сверхновые звезды, Изд. "Наука". М., 1968.
3. В.Л.Гинзбург, А.А.Рухадзе Волны в магнитоактивной плазме, Изд. "Наука", М., 1970.
9. В.П.Докучаев. Астрофизика, 6, 471 (1970).
10. R. M. Kulsrud, Astrophys. J., 163, 567, 1971.
11. Н.С.Кардашов. Астрон. ж., 41, 807 (1964).
12. В.П.Докучаев, В.В.Тамойкин, Ю.В.Лугунов. Изв. ВУЗов, Радиофизика, 1975 (в печати).