

ОСОБЕННОСТИ ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИХ РАДИОПУЛЬСАРОВ

© 2024 г. И. Ф. Малов^{1,*}¹Физический институт им. П. Н. Лебедева, Астрокосмический центр,
Пушчинская радиоастрономическая обсерватория, Пушкино, Московская обл., Россия

*E-mail: malov@prao.ru

Поступила в редакцию 27.10.2023 г.

После доработки 28.05.2024 г.

Принята в печать 04.06.2024 г.

Проведен анализ параметров радиопульсаров с периодами $P > 5$ с. Обнаружено, что на диаграмме $\{dP / dt, P\}$ нет явной зависимости между этими двумя параметрами. Отсутствие такой зависимости может быть объяснено в рамках дисковой модели. Показано, что длительность импульса в рассматриваемой выборке убывает с увеличением периода. Такая зависимость противоположна зависимости, обычно используемой в моделях магнитосферы. Она свидетельствует о том, что расстояние от поверхности нейтронной звезды до области генерации радиоизлучения в исследуемой популяции зависит от периода, или что магнитное поле в области генерации обладает недипольной структурой. Рассмотрена возможность объяснения самых длинных интервалов между последовательными импульсами в пульсарах J0901–4046 и J0250+5854 влиянием дрейфовых волн на периферии магнитосферы. В рамках дрейфовой модели вычисленные периоды вращения в этих пульсарах оказываются в несколько раз короче наблюдаемых межимпульсных интервалов.

Ключевые слова: нейтронные звезды, радиопульсары, механизмы торможения, дрейфовые волны

DOI: 10.31857/S0004629924070042 **EDN:** IUSKEM

1. ВВЕДЕНИЕ

Открытие радиопульсаров J0250+5854 и J0901–4046 с периодами $P = 23.5$ с [1] и 75.9 с [2] заставляет обратиться к анализу особенностей радиопульсаров с очень длинными периодами. В моделях, рассмотренных в работе [3], оба указанных пульсара находятся глубоко под линией смерти, если поле на поверхности нейтронной звезды имеет дипольную структуру, и почти на этой линии, если поле недипольно. Ранее мы анализировали различие в наблюдаемых параметрах долгопериодических и короткопериодических ($P < 0.1$ с) радиопульсаров (см., напр., [4–6]). Основные причины таких различий — разные масштабы магнитосфер у этих двух популяций и отличие в локализации областей генерации выходящего из них излучения. У пульсаров с длинными периодами магнитосферы имеют размер в тысячи радиусов нейтронной звезды R_* , и формирование наблюдаемого излучения возможно вблизи поверхности или на умеренных расстояниях от нее. Что касается пульсаров с самыми короткими периодами, то характерный размер их магнитосфер не превышает десятков R_* , и при любых известных плазменных неустойчивостях генерация излучения в них должна происходить на периферии магнитосферы [4]. Здесь мы предлагаем обсудить свойства

радиопульсаров с периодами $P > 5$ с, вошедших в пополняемый каталог ATNF [7]. В версии этого каталога (1.71) насчитывается 54 пульсара с периодами в рассматриваемом интервале. Пульсар J0901–4046 будет еще одним источником в исследуемой выборке.

2. ПОЛОЖЕНИЕ ИССЛЕДУЕМЫХ ПУЛЬСАРОВ НА ДИАГРАММЕ $\{dP / dt, P\}$

На рис. 1 приведена диаграмма $\{dP / dt, P\}$, построенная по данным каталога ATNF. Этот рисунок показывает, что для исследуемой выборки нет явной зависимости dP / dt от P . Формальное вписывание прямой на приведенной диаграмме дает

$$\lg dP / dt = (0.25 \pm 1.19) \lg P - 12.97 \pm 1.11 \quad (1)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0.03$ и вероятности случайного распределения $p = 0.83$. Среди известных механизмов торможения вращения пульсаров только в дисковой модели [8], предполагающей наличие вещества вокруг пульсара, которое влияет на структуру магнитосферы, dP / dt не зависит от P . В этой модели скорость потерь энергии вращения описывается уравнением:

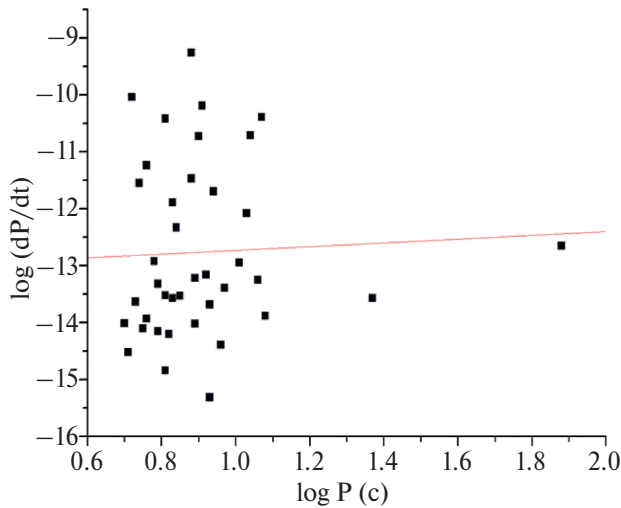


Рис. 1. Диаграмма $\{dP/dt, P\}$ в логарифмической шкале для пульсаров с $P > 5$ с.

$$-I\Omega \frac{d\Omega}{dt} = \frac{\pi B^2 \Omega^3 R_*^6}{3GM}. \quad (2)$$

Здесь G — гравитационная постоянная, M — масса центральной нейтронной звезды, $\Omega = 2\pi / P$ — угловая скорость вращения нейтронной звезды. Из выражения (2) следует, что

$$\frac{dP}{dt} = \frac{2\pi^2 B^2 R_*^6}{3IGM}, \quad (3)$$

т. е. действительно dP/dt не зависит от P . Уместно вспомнить работу Шварцмана [9], в которой предполагалось существование пульсаров с большими возрастами, где слаб поток частиц от поверхности нейтронной звезды. Такой поток не способен выметать окружающее пульсар вещество, и это приводит к падению внешнего вещества внутрь магнитосферы. Рассматриваемые нами долгопериодические пульсары по традиционным представлениям должны быть старыми, и пульсарный ветер от них не препятствует аккреции вещества из окружающей среды. Поэтому рассмотренная в работе [8] дисковая модель реализуется при наличии околзвездного реликтового диска или нагретого межзвездного вещества. Принимая стандартные значения $I = 10^{45}$ г · см², $R_* = 10^6$ см и $M = 1.4M_\odot = 2.8 \times 10^{33}$ г, получим

$$\frac{dP}{dt} = 3.5 \times 10^{-35} B^2. \quad (4)$$

Для рассматриваемых пульсаров значения dP/dt расположены в интервале от 4.96×10^{-16} до

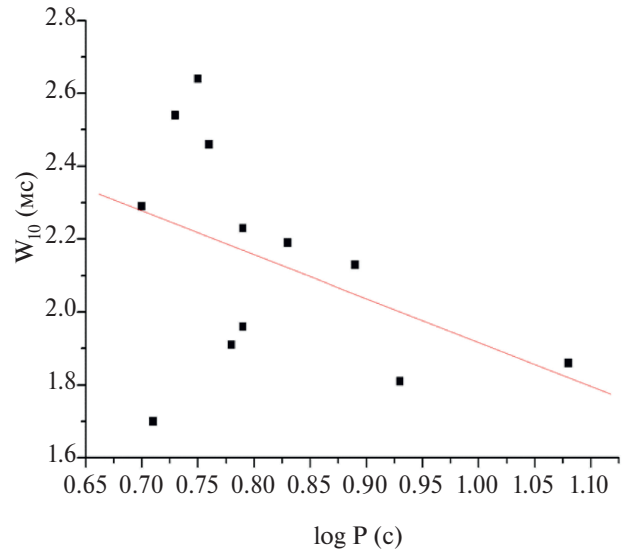


Рис. 2. Зависимость ширины импульса W_{10} от периода P для пульсаров с $P > 5$ с.

5.49×10^{-10} . В этой популяции согласно (4) магнитные поля должны быть в диапазоне от 3.75×10^9 до 3.95×10^{12} Гс. Полученные значения полей находятся в пределах (от 1.9×10^7 до 2.06×10^{15} Гс), которые характерны для приведенных в каталоге ATNF объектов и получены на основе модели магнитодипольного торможения для основной популяции пульсаров.

3. ЗАВИСИМОСТЬ ШИРИНЫ НАБЛЮДАЕМОГО ИМПУЛЬСА ОТ ПЕРИОДА ПУЛЬСАРА

Еще одной особенностью пульсаров с длинными периодами оказывается зависимость наблюдаемой ширины импульса по уровню 10% (W_{10}) от периода (рис. 2). Эта зависимость,

$$\lg W_{10} = -(1.20 \pm 0.79) \lg P + 3.12 \pm 0.65, \quad (5)$$

не согласуется с известной положительной корреляцией между W_{10} и P , вытекающей из представлений о формировании импульса в пределах открытых силовых линий дипольного поля, которые описываются в сферических координатах уравнением:

$$\frac{r}{\sin^2 \theta} = A, \quad (6)$$

где r — расстояние от точечного диполя (центра нейтронной звезды), θ — угол между магнитным моментом и рассматриваемым направлением, A — константа, определяющая положение и масштаб силовой линии.

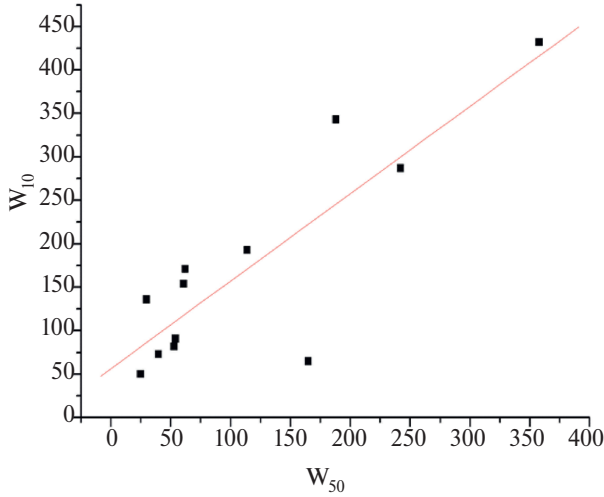


Рис. 3. Зависимость между ширинами импульса по уровню 10% (W_{10}) и по половинной интенсивности (W_{50}) для пульсаров с $P > 5$ с.

Дипольной геометрии будет соответствовать ширина импульса

$$W[^\circ] \approx 2\sqrt{r/r_{lc}} \cdot 57.3 = 2\sqrt{2\pi r/cP} \cdot 57.3 \propto P^{-1/2}, \quad (7)$$

или во временной мере

$$W[\text{мс}] \propto P^{1/2}. \quad (8)$$

Наблюдаемое расхождение в выражениях (5) и (8) может быть объяснено тем, что в выражении (7) расстояние r , на котором генерируется излучение, зависит от периода P . Для согласования с наблюдениями эта зависимость должна быть очень сильной,

$$r \propto P^{-3.4}. \quad (9)$$

Если использовать зависимость между W_{10} и W_{50} (см. рис. 3)

$$W_{10}[\text{мс}] = (1.09 \pm 0.12)W_{50} + 30.10 \pm 16.99, \quad (10)$$

то по измеренным значениям W_{50} для пульсара J0250+5854 получим $W_{10} = 229$ мс, а для J0901–4046 — $W_{10} = 386$ мс. При этих значениях следует, что излучение в указанных объектах генерируется на расстояниях $r \sim 9.4 \times 10^{-4} r_{lc}$ и $2.6 \times 10^{-4} r_{lc}$ соответственно.

Второй причиной наблюдаемой особенности в зависимости $W_{10}(P)$ может быть недипольность магнитного поля. При квадрупольном поле силовая линия в сферических координатах описывается уравнением (см. рис. 4):

$$\sin^2\theta |\cos\theta| = A_1 r^2. \quad (11)$$

Максимумы на силовой линии квадрупольного поля соответствуют $\cos^2\theta = 1/3$ (углам $\theta \approx 55^\circ, 125^\circ, 235^\circ$ и 305°). Для силовой линии, касающейся светового цилиндра, $A_1 = 1/(2.6r_{lc}^2)$, а ширина импульса на одном из полюсов

$$W[^\circ] \approx 2 \times 1.6 \times 57.3 \frac{r}{r_{lc}} = \frac{2\pi r}{cP} \times 183.4 \propto 1/P. \quad (12)$$

Оказывается, что ширина импульса, генерируемого на поверхности, при дипольной геометрии на два порядка больше, чем при квадрупольном поле. Это существенно ослабляет требования на зависимость $r(P)$ по сравнению с выражением (9):

$$r \propto P^{-1.2}. \quad (13)$$

Однако и в этой геометрии излучение должно генерироваться на расстояниях $r \sim 0.01 r_{lc}$.

4. ДОЛГОПЕРИОДИЧЕСКИЕ ПУЛЬСАРЫ В ДРЕЙФОВОЙ МОДЕЛИ

Релятивистские частицы, движущиеся от поверхности к периферии магнитосферы, подвержены дрейфу поперек силовых линий магнитного поля. Наличие дрейфа приводит к возбуждению волн, движущихся поперек этих силовых линий [10, 11].

Дрейфовые волны циркулируют вокруг силовых линий на периферии магнитосферы и черпают свою энергию от движущихся вдоль силовых линий ре-

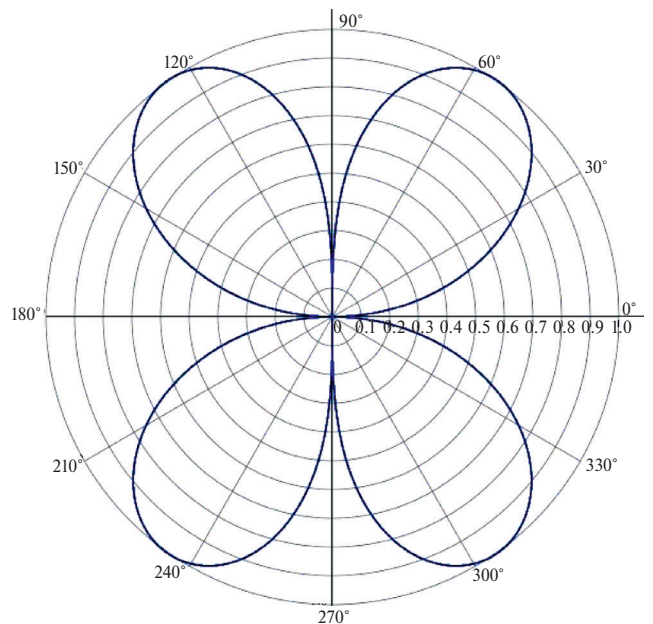


Рис. 4. Силовые линии квадрупольного магнитного поля, касающиеся светового цилиндра. Указаны значения r/r_{lc} и угла θ .

лятивистских частиц. Инкремент волн невелик, однако сами волны находятся в резонансной области в течение длительного времени, и, хотя частицы очень быстро покидают эту область, они постоянно замещаются новыми частицами, и волны накапливают достаточно большую энергию.

Амплитуда волн нарастает до тех пор, пока не начнут действовать нелинейные процессы. Основным при этом оказывается индуцированное рассеяние волн на частицах плазмы [10]. Нелинейное взаимодействие накапливает энергию в длинноволновую область спектра,

$$\lambda_{\max} \approx r_{lc}. \quad (14)$$

Это условие дает возможность оценить период дрейфовых волн [12]:

$$P_{dr} = \frac{2\pi}{\omega_{dr}} = \frac{r_{lc} e B \rho}{c^3 \gamma m_e}, \quad (15)$$

где ρ — радиус кривизны силовых линий. Величины B и ρ в формуле (15) относятся к области формирования дрейфовых волн (окрестностям светового цилиндра). Поскольку дрейфовые волны циркулируют вокруг открытых силовых линий, близких к оси диполя, то для них радиус кривизны можно положить равным $\rho = r_{lc}$, и выражение для P_{dr} примет вид [12]:

$$P_{dr} = \frac{e B P^2}{4\pi^2 c \gamma m_e}. \quad (16)$$

Для пульсара с $P = 1$ с, $dP/dt = 10^{-15}$ и дипольного поля на магнитном полюсе, равного

$$B_p = 6.4 \times 10^{19} \left(P \frac{dP}{dt} \right)^{1/2}, \quad (17)$$

получим

$$B \sim B_{lc} = B_p \left(\frac{R_*}{r_{lc}} \right)^3 = 20 \sqrt{c}, \quad (18)$$

и, полагая $\gamma = \gamma_b = 10^6$, приходим к выводу: $P_{dr} = 9$ с. Таким образом, период дрейфовых волн в этом случае оказывается приблизительно на порядок больше периода вращения. Подчеркнем, что приведенные в каталоге ATNF значения B_{surf} обозначают индукцию магнитного поля на экваторе нейтронной звезды. Для дипольного поля она оказывается в 2 раза меньше, чем полярное поле B_p в формуле (17).

Энергия дрейфовых волн за счет индуцированного рассеяния на частицах может трансформиро-

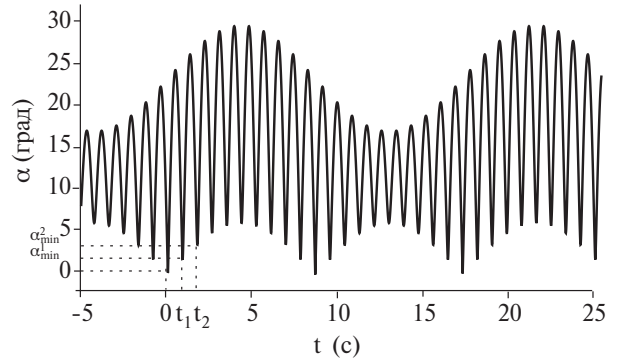


Рис. 5. Картина осциллирующего излучения [12] при $\omega_{dr} = 2\pi / 17 \text{ с}^{-1}$, $\Omega = 2\pi / 0.85 \text{ с}^{-1}$; t_1 и t_2 соответствуют двум последовательным периодам вращения $P = 2\pi / \Omega$.

ваться в излучение вдоль открытых силовых линий, которое попадает к наблюдателю с периодом дрейфовых волн. При этом возможна модуляция наблюдаемого излучения в виде, показанном на рис. 5. Это предполагает, что наблюдаемые импульсы должны состоять из нескольких компонентов, интервалы между которыми соответствуют периоду вращения пульсара, а расстояния между последовательными импульсами равны основному периоду дрейфовых волн. Детальную структуру индивидуальных импульсов у большей части пульсаров рассматриваемой выборки еще предстоит исследовать.

Применим дрейфовую модель к двум пульсарам с самыми длинными периодами J0250+5854 и J0901–4046. В этой модели наблюдаемый интервал между последовательными импульсами

$$P_{obs} = P_{dr} = mP. \quad (19)$$

Здесь P — период вращения центральной нейтронной звезды, P_{obs} — наблюдаемый интервал между последовательными импульсами, m — неизвестное целое число. Наблюдаемая производная периода

$$\frac{dP_{obs}}{dt} = m \frac{dP}{dt}. \quad (20)$$

Приведенные в каталоге ATNF значения индукции магнитного поля,

$$B_{surf} = 3.2 \times 10^{19} \left(P_{obs} \frac{dP_{obs}}{dt} \right)^{1/2}, \quad (21)$$

должны быть подкорректированы с учетом выражений (19) и (20):

$$B = \frac{B_{surf}}{m}. \quad (22)$$

Используем уравнения (19) и (20), а в качестве третьего уравнения для трех неизвестных P , dP/dt и m используем уравнение линии смерти из работы [3]:

$$7\lg B_{dl} - 13\lg P = 78, \quad (23)$$

где B_{dl} — поле на линии смерти. Для того, чтобы пульсар находился выше линии смерти, необходимо, чтобы выполнялось соотношение $B > B_{dl}$. Для этого нужно выполнить условие:

$$6\lg m \geq 78 - 7\lg B_{surf} + 13\lg P_{obs}. \quad (24)$$

Используя данные табл. 1, для PSR J0901–4046 получаем $m \geq 4$, для PSR J0250+5854 $m \geq 2$. Минимальные значения m , удовлетворяющие этим условиям, $m = 5$ для первого пульсара и $m = 3$ для второго. При этих величинах m параметры указанных пульсаров должны иметь значения, представленные в табл. 2. Реальные значения m должны быть больше минимальных, и соответственно периоды и магнитные поля будут меньше приведенных в табл. 2. Для подтверждения модели дрейфовых волн следует обнаружить и проанализировать тонкую структуру наблюдаемых импульсов, по которым можно будет оценить величины m .

Таблица 1. Параметры пульсаров с $P > 5$ с из каталога ATNF [7]

№	PSRJ	P , с	dP/dt	W_{50} , мс	W_{10} , мс	B_{surf} , Гс	$\dot{E}$, эрг/с	B_{lc} , Гс
1	J0100–7211	8.0204	1.88E–11	—	—	3.93E+14	1.40E+33	7.14E+00
2	J0146+6145	8.6891	9.90E–13	—	—	1.33E+14	1.20E+32	1.90E+00
3	J0250+5854	23.5354	2.72E–14	155.3	—	2.56E+13	8.20E+28	1.84E–02
4	J0418+5732	9.0784	4.10E–15	—	—	6.17E+12	2.20E+29	7.74E–02
5	J0501+4516	5.7621	5.82E–12	—	—	1.85E+14	1.20E+33	9.08E+00
6	J0525–6607	8.047	6.50E–11	—	—	7.32E+14	4.90E+33	1.32E+01
7	J0720–3125	8.3911	6.98E–14	—	—	2.45E+13	4.70E+30	3.89E–01
8	J0738+6904	6.8277	2.70E–14	61	154	1.37E+13	3.30E+30	4.04E–01
9	J0806–4123	11.3704	5.60E–14	—	—	2.54E+13	1.50E+30	1.62E–01
10	J0847–4316	5.9775	1.20E–13	53	82	2.71E+13	2.20E+31	1.19E+00
11	J0901–4046	75.89	2.25E–13	29.9	—	1.30E+14	2.00E+28	2.73E–03
12	J1001–5939	7.7336	5.99E–14	30	136	2.18E+13	5.10E+30	4.41E–01
13	J1050–5953	6.4521	3.81E–11	—	—	5.02E+14	5.60E+33	1.75E+01
14	J1105+02	6.4031	1.43E–15	—	—	3.07E+12	2.20E+29	1.10E–01
15	J1216–50	6.355	—	9	—	—	—	—
16	J1226–3223	6.193	7.05E–15	54	91	6.69E+12	1.20E+30	2.64E–01
17	J1308+2127	10.3125	1.12E–13	—	—	3.44E+13	4.00E+30	2.94E–01
18	J1354+2454	6.27	—	—	—	—	—	—
19	J1605+3249	6.88	—	—	—	—	—	—
20	J1647–4552	10.6107	8.30E–13	—	—	9.51E+13	2.80E+31	7.47E–01
21	J1652–4406	7.7072	9.50E–15	—	—	8.66E+12	8.20E+29	1.77E–01
22	J1703–38	6.443	—	9	—	—	—	—
23	J1707–4417	5.7638	1.17E–14	242	287	8.29E+12	2.40E+30	4.06E–01
24	J1708–4008	11.0063	1.96E–11	—	—	4.70E+14	5.80E+32	3.30E+00

№	PSRJ	P , с	dP / dt	W_{50} , мс	W_{10} , мс	Bsurf, Гс	Edot, эрг/с	B_{ic} , Гс
25	J1736–2843	6.445	3.00E–14	145	—	1.41E+13	4.40E+30	4.93E–01
26	J1750–2043	5.639	7.90E–15	358	432	6.78E+12	1.80E+30	3.54E–01
27	J1808–2024	7.5559	5.49E–10	—	—	2.06E+15	5.00E+34	4.48E+01
28	J1809–1943	5.5407	2.83E–12	150	—	1.27E+14	6.60E+32	6.98E+00
29	J1822–1604	8.4377	2.10E–14	—	—	1.36E+13	1.40E+30	2.12E–01
30	J1830–1135	6.2216	4.78E–14	62.2	171	1.74E+13	7.80E+30	6.79E–01
31	J1833–0831	7.5654	3.40E–12	—	—	1.63E+14	3.10E+32	3.53E+00
32	J1840–0840	5.3094	2.37E–14	188	343	1.13E+13	6.20E+30	7.11E–01
33	J1840–1419	6.5976	6.35E–15	2.6	—	6.55E+12	8.70E+29	2.14E–01
34	J1841–0456	11.789	4.09E–11	—	—	7.03E+14	9.90E+32	4.02E+00
35	J1844–03	6.9713	—	—	—	—	—	—
36	J1847–0130	6.707	1.27E–12	205	—	9.36E+13	1.70E+32	2.91E+00
37	J1852+0033	11.5587	0.00E+00	—	—	—	—	—
38	J1856+0211g	9.8901	—	38	—	—	—	—
39	J1856–3754	7.0552	2.98E–14	—	—	1.47E+13	3.30E+30	3.91E–01
40	J1903+0433g	14.0499	—	148	—	—	—	—
41	J1907+0919	5.1983	9.20E–11	—	—	7.00E+14	2.60E+34	4.67E+01
42	J1908+0911g	5.166	—	—	—	—	—	—
43	J1911+00	6.94	—	5	—	—	—	—
44	J1916+0937g	7.368	—	—	—	—	—	—
45	J1935+1841g	5.529	—	—	—	—	—	—
46	J1938+1748g	7.106	—	—	—	—	—	—
47	J1940+2203g	11.906	—	—	—	—	—	—
48	J1940+2231g	5.682	—	—	—	—	—	—
49	J1951+1123	5.0941	3.03E–15	25	50	3.98E+12	9.10E+29	2.82E–01
50	J1956+07	5.01248	—	125	—	—	—	—
51	J2033+0042	5.0134	9.69E–15	114	193	7.05E+12	3.00E+30	5.25E–01
52	J2143+0654	9.4282	4.10E–14	—	—	1.99E+13	1.90E+30	2.22E 01
53	J2144 3933	8.5098	4.96E–16	16.5	65	2.08E+12	3.20E+28	3.16E 02
54	J2251 3711	12.1226	1.31E–14	40	72.9	5.80E+13	5.50E+31	1.60E+00
55	J2301+5852	6.9791	4.71E–13	—	—	5.80E+13	5.50E+31	1.60E+00

Примечание. Bsurf — индукция магнитного поля на поверхности нейтронной звезды. Edot — скорость потери энергии при замедлении вращения пульсара. Такие обозначения для этих величин использованы в каталоге ATNF [7].

Таблица 2. Параметры двух пульсаров в дрейфовой модели

PSRJ	m	P , с	dP / dt	B_p Гс	Edot, эрг/с	B_{ic} , Гс
J0901 4046	5	15.18	4.5E–14	5.26E+13	5.26E+29	0.14
J0250+5854	3	7.85	9.05E–15	1.71E+13	7.39E+29	0.32

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведен анализ параметров радиопульсаров с периодами $P > 5$ с. Обнаружено, что на диаграмме $\{dP / dt, P\}$ нет явной зависимости между этими двумя параметрами. Отсутствие такой зависимости может быть объяснено в рамках дисковой модели, предполагающей наличие вещества вокруг пульсара, взаимодействие которого с его магнитосферой определяет основной механизм торможения вращения центральной нейтронной звезды вместо магнитодипольного излучения. Регулярный поиск реликтовых или нагретенных дисков вокруг пульсаров, насколько нам известно, не проводился. Однако часть исследованных объектов находится в остатках сверхновых, а около 4U 0142+61 с помощью инфракрасных наблюдений обнаружили реликтовый диск [13].

Показано, что ширина импульса в рассматриваемой выборке убывает с увеличением периода, что противоположно положительной корреляции, характерной для основной массы радиопульсаров. Такое поведение наблюдаемой ширины может быть связано с зависимостью положения уровня генерации радиоизлучения от периода или с недипольной структурой магнитного поля.

Рассмотрена возможность объяснения самых длинных интервалов между последовательными импульсами в пульсарах J0901–4046 и J0250+5854 влиянием на их формирование дрейфовых волн на периферии магнитосферы. В рамках дрейфовой модели вычисленные периоды вращения в этих пульсарах оказываются в несколько раз короче наблюдаемых межимпульсных интервалов.

БЛАГОДАРНОСТИ

Выражаю благодарность М. А. Тимиркеевой и Л. Б. Потаповой за помощь при оформлении работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. C. M. Tan, C. G. Bassa, S. Cooper, T. J. Dijkema, et al., 866(1), *Astrophys. J.* 54 (2018).
2. M. Caleb, I. Heywood, K. Rajwade, M. Malenta, et al., *Nature Astron.* 6, 828 (2022), arXiv:2206.01346 [astro-ph.HE].
3. K. Chen and M. Ruderman, *Astrophys. J.*, 402, 264 (1993).
4. И. Ф. Малов, *Радиопульсары* (М.: Наука, 2004).
5. А. А. Логинов, И. Ф. Малов, *Астрон. журн.* 91(1), 57 (2014).
6. А. А. Логинов, И. Ф. Малов, *Астрон. журн.* 91(10), 833 (2014).
7. R. N. Manchester, G. B. Hobbs, A. Teoh, and M. Hobbs, *Astron. J.* 129(4), 1993 (2005).
8. F. C. Michel and A. J. Dessler, *Astrophys. J.* 251, 654 (1981).
9. В. Ф. Шварцман, *Изв. ВУЗов. Радиофизика* 13, 1852 (1970).
10. A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, and G. I. Melikidze, *Australian J. Physics* 44, 573 (1991).
11. A. Z. Kazbegi, G. Z. Machabeli, G. I. Melikidze, and C. Shukre, *Astron. and Astrophys.* 309, 515 (1996).
12. D. Lomiashvili, G. Machabeli, and I. Malov, *Astrophys. J.* 637, 1010 (2002).
13. Z. Wang, D. Chakrabarty, and D. L. Kaplan, *Nature* 440(7085), 772 (2006), arXiv:astro-ph/0604076.

PECULIARITIES OF RADIO PULSARS WITH LONG PERIODS

I. F. Malov¹

¹*P. N. Lebedev Physical Institute of Russian Academy of Sciences, Astrospace Center, Pushchino Radio Astronomy Observatory, Pushchino, Moscow region, Russia*

The analysis of parameters of radio pulsars with periods $P > 5$ sec has been carried out. It was found that there is not a clear dependence dP / dt on P on the diagram $\{dP / dt, P\}$. Such lack of any dependence can be explained in the frame of the disk model. It is shown that the pulse width decreases with increasing period for the sample considered. It is the opposite of the dependence in the generally accepted pulsar model. Such a behavior can be explained by the dependence of the level of radiation on the period. The alternative explanation is a non-dipole structure of magnetic field in the region of the generation of observed radiation. We consider the possibility of the description of extremely long intervals between successive pulses in pulsars J0901–4046 and J0250+5854 using the model of drift waves at the periphery of the magnetosphere. In the drift model rotation periods of these pulsars are several times shorter than the intervals between observed pulses.

Keywords: neutron stars, radio pulsars, braking mechanisms, drift waves