

Таблица 9

Углы β (в градусах) для пульсаров с интеримпульсами

PSR	β		PSR	β	
	[204]	[151]		[204]	[151]
0531+21	85	–	1702–19	85*	80
0823+26	85	80	1822–09	7	–
0826–34	<10	10	1929+10	8	15
0950+08	7	10	1937+21	79	–
1055–52	9	75			

* Эта оценка β получена нами независимо по той же методике.

профиль PSR B1055–52 имеет ярко выраженную двухкомпонентную структуру, что означает близость луча зрения к центру конуса излучения. Для таких пульсаров из табл. 8 следует:

$$(\zeta - \beta) = (1/3 \approx 1/6)\theta. \quad (36)$$

При $\theta \approx \Delta\Phi \approx 23,5^\circ$ [151] это даёт $(\zeta - \beta) = 4^\circ \div 8^\circ$ и

$$\beta = \arcsin[C \sin(\zeta - \beta)] < 25^\circ.$$

Среднее значение β по всем методам (см. ниже) равно $22,6^\circ$.

В работе Биггса [211] показано, что у этого пульсара наблюдается заметная корреляция изменений интенсивности главного импульса и интеримпульса. Такая корреляция также свидетельствует о близости областей излучения, т.е. говорит в пользу модели образования главного импульса и интеримпульса в этом объекте на одном полюсе.

Косвенным аргументом в пользу малости угла β у PSR B1055–52 может служить наличие у него мощного рентгеновского излучения [212].

7. ПУЛЬСАРЫ С МАЛЫМИ УГЛАМИ НАКЛОНА МАГНИТНОГО ПОЛЯ К ОСИ ВРАЩЕНИЯ

Анализ соотношения (11) показывает, что для частот, генерируемых на расстоянии от поверхности нейтронной звезды $r \ll r_{LC}$, т.е. там, где

$$\theta = \sqrt{(r/r_{LC})} \ll 18^\circ \quad (37)$$

и

$$\zeta - \beta \ll \theta \ll 18^\circ,$$

Таблица 10
Пульсары с малыми значениями C

PSR	C	β_4 , град	β_1 , град	$\hat{\beta}$, град
0031-07	0,6-1,6	19,9	7,5	13,7
0149-16	1,6	29,6	28,2	28,9
0540+23	1,0-3,0	38,1	16,1	27,1
0740-28	2,0	38,1	27,2	32,6
0818-13	1,3	23,7	21,0	22,4
0826-34	1,5	27,6	1,2	14,4
0833-45	1,7	31,6	35,6	33,6
0940-55	0-1,9	17,1	19,1	18,1
0943+10	2,5-3,0	58,1	12,1	35,1
0950+08	1,5-2,9	42,8	13,9	28,4
1055-52	1,6-1,9	32,7	2,7	17,7
1154-62	0-2,5	22,7	13,7	18,2
1449-64	0-3,4	31,7	30,1	30,9
1451-68	0-3,0	27,6	10,8	19,2
1749-28	0-2,5	22,7	42,7	32,7
1900+01	2,5	50,5	23,7	37,1
1907+10	2,8	59,8	31,0	45,4
1915+13	2,7	56,4	32,2	44,3
1919+14	3,0	67,8	13,6	40,7
1924+16	1,4-1,6	27,6	20,3	24,0
1929+10	1,0-1,9	26,6	19,5	23,0
1944+17	0,3-1,0	11,6	9,7	10,6
1952+29	3,2	81,0	10,8	45,9
2111+46	2,1-2,5	45,2	4,8	25,0

значение максимальной производной

$$C = \left| d\psi / d\Phi \right|_{\max} \geq 3,24 \sin \beta. \quad (38)$$

Из этого выражения можно получить верхнюю оценку угла β . В частности, для всех пульсаров с $C < 1,62$ $\beta < 30^\circ$ [212]. Табл. 10 содержит верхние оценки угла β_4 для пульсаров с малой производной C . В тех случаях, когда значения C измерены на разных частотах, указаны значения для крайних частот, а β оценивалось по среднему значению.

Можно ожидать, что у пульсаров с малыми углами β будет наблюдаться интеримпульсное излучение. В результате специальных исследований обнаружено заметное излучение в межимпульсном пространстве у трёх достаточно мощных пульсаров из табл. 10 [54, 55]: PSR B0031-07, 0950+08 и 1929+10. В работе

[53] исследовался также пульсар PSR B1944+17. У него обнаружено излучение между импульсами, превышающее уровень шумов ($S_n/S_0 = 0,049 \pm 0,035$), но ошибка очень велика. Здесь S_n – средний поток межимпульсного излучения, S_0 – средний поток для данного пульсара.

В табл. 10 приведены также значения угла β_1 , которые получены по методике, описанной в разделе 1 главы. Эти значения, как уже отмечалось, могут рассматриваться в качестве минимальных оценок. Данные таблицы показывают, что для большей части пульсаров β_4 действительно выше, чем β_1 , и можно думать, что реальные величины угла β заключены между β_1 и β_4 . В последнем столбце приведены значения $\hat{\beta} = (\beta_1 + \beta_4)/2$.

8. ОЦЕНКА УГЛА β В ПРЕДПОЛОЖЕНИИ О ПОСТОЯННОЙ ВЕЛИЧИНЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

До сих пор рассматривались оценки угла β , полученные на основе поляризационных данных и сведениях о ширине и структуре среднего профиля. В этом разделе предлагается другой метод определения β , основанный на следующих представлениях.

При образовании нейтронной звезды в случае сохранения магнитного потока её магнитный момент может достигать величины порядка 10^{30} Гс · см³, а его направление, вообще говоря, произвольно. Со временем первоначальное магнитное поле будет затухать (например, вследствие токовых потерь в коре). С другой стороны, в нейтронной звезде за счёт увлечения сверхпроводящих протонов генерируется магнитное поле порядка 10^{12} Гс с магнитным моментом, параллельным оси вращения звезды [173]. Его генерация при затухании первичного поля приведёт к тому, что в процессе эволюции величина поля будет приблизительно постоянной, а угол между магнитным моментом и осью вращения будет уменьшаться. Приняв такое предположение, будем считать, что

$$B_0^2 R^6 = 2 \cdot 10^{60} \text{ Гс} \cdot \text{см}^6. \quad (39)$$

Если потеря вращательной энергии нейтронной звезды связана с магнитодипольным излучением, имеем

$$-I \Omega d\Omega / dt = \frac{2B^2 \Omega^4 R^6 \sin^2 \beta}{3c^3}, \quad (40)$$