

ИЗЛУЧЕНИЕ РАДИОПУЛЬСАРОВ ВНЕ РАДИОДИАПАЗОНА

1. «НОРМАЛЬНЫЕ» РАДИОПУЛЬСАРЫ

Число обнаруженных радиопульсаров в настоящее время приближается к полутора тысячам, однако только от девяти из них зарегистрировано оптическое излучение [220], от 41 рентгеновское [31] и от семи гамма-излучение [221]. Жёсткое излучение от этих объектов, как мы видим, наблюдается достаточно редко. Тем не менее понимание природы такого излучения также важно для более ясного представления о процессах, протекающих в магнитосфере пульсара, о структуре магнитосферы и об основных механизмах излучения пульсаров. В табл. 17 приводятся данные о жёстком излучении радиопульсаров.

Как следует из этой таблицы, средний период пульсара с зарегистрированным рентгеновским излучением равен 128 мс, и для большей части объектов в таблице $P \approx 0,1$ с. В гл. IV было показано, что генерация излучения в таких пульсарах происходит вблизи светового цилиндра, и основным механизмом генерации является синхротронный механизм. Сразу же после открытия импульсного оптического излучения от пульсара в Крабовидной туманности [222] Гинзбург, Железняков и Зайцев [223], а также Шкловский [224] и Пачини [225] предложили использовать для его объяснения синхротронный механизм. Они также предполагали, что область генерации расположена около светового цилиндра. Железняков и Шапошников [226] разработали детальную модель синхротронного излучения пульсара PSR B0531+21 от оптического до гамма-диапазона при степенном или кусочно-степенном распределении излучающих электронов по энергиям при величине питч-угла этих частиц $\psi \sim 1$. В дальнейшем Пачини и Сальвати [227, 228] получили оценки оптической светимости, которая может быть обеспечена синхротронным излучением вторичной электронно-позитронной плазмы в пульсарах с короткими периодами. Следует подчеркнуть, что при получении формул для синхротронной светимости одним из основных

Таблица 17

Данные о жёстком излучении радиопульсаров

PSR	P (с)	$(dP/dt)_{-15}$	Расстояние (кпк)	$f(2 \div 10 \text{ кЭВ})$ (эрг/(с · см ²))	$\lg L_x$ (эрг/с)
J0030+0451	4,87	$1,00 \cdot 10^{-5}$	0,230±0,092	$(1,27^{+0,95}_{-0,61}) \cdot 10^{-13}$	$29,88^{+0,54}_{-0,73}$
J0218+4232	2,32	$7,50 \cdot 10^{-5}$	5,70±2,28	$(4,30^{+0,28}_{-0,22}) \cdot 10^{-13}$	$33,20^{+0,32}_{-0,47}$
J0437-4715	5,76	$1,86 \cdot 10^{-5}$	0,178±0,026	$(4,30^{+1}_{-1}) \cdot 10^{-13}$	$30,19^{+0,21}_{-0,25}$
J0751+1807	3,48	$8,00 \cdot 10^{-6}$	2±0,8	$(4,29^{+3,54}_{-1,44}) \cdot 10^{-14}$	$31,29^{+0,55}_{-0,67}$
J1012+5307	5,26	$1,46 \cdot 10^{-5}$	0,520±0,208	$(1,25^{+0,89}_{-0,61}) \cdot 10^{-14}$	$29,58^{+0,54}_{-0,73}$
J1024-0719	5,16	$2,99 \cdot 10^{-6}$	0,350±0,140	$(8,86^{+4,70}_{-3,36}) \cdot 10^{-15}$	$29,09^{+0,50}_{-0,79}$
J1744-1134	4,07	$7,13 \cdot 10^{-6}$	$0,357^{+0,043}_{-0,035}$	$(6,44^{+4,08}_{-2,86}) \cdot 10^{-15}$	$28,97^{+0,32}_{-0,40}$
B1821-24	3,05	$1,62 \cdot 10^{-3}$	5,1±0,5	$(1,25^{+0,33}_{-0,69}) \cdot 10^{-12}$	$33,56^{+0,18}_{-0,44}$
B1937+21	1,56	$1,06 \cdot 10^{-4}$	3,60±1,44	$(3,70^{+0,40}_{-0,40}) \cdot 10^{-13}$	$32,73^{+0,39}_{-0,55}$
J2124-3358	4,93	$1,30 \cdot 10^{-5}$	0,25±0,10	$(8,26^{+0,45}_{-3,48}) \cdot 10^{-14}$	$29,77^{+0,32}_{-0,68}$
B0950+08	253,07	0,229	0,127±0,013	$(2,3^{+0,7}_{-0,7}) \cdot 10^{-14}$	$28,62^{+0,42}_{-0,62}$
B1929+10	226,52	1,16	0,25±0,08	$(5,6^{+1,5}_{-1,4}) \cdot 10^{-14}$	$29,60^{+0,34}_{-0,46}$
B0823+26	530,66	1,71	0,380±0,152	$(0,6^{+0,2}_{-0,2}) \cdot 10^{-14}$	$28,99^{+0,42}_{-0,62}$

Таблица 17 (продолжение)

PSR	P (с)	$(dP/dt)_{-15}$	Расстояние (кпк)	$f(2+10 \text{ кэВ})$ (эрг/(с · см ²))	$\lg L_x$ (эрг/с)
B0114+58	101,44	5,85	2,14±0,856	$(4,25^{+4,25}_{-0,??}) \cdot 10^{-15}$	30,34 ^{+0,59} _{-0,??}
B0355+54	156,38	4,40	2,10±0,84	$(1,16^{+3,04}_{-0,94}) \cdot 10^{-13}$	31,76 ^{+0,85} _{-1,17}
J0538+2817	143,16	3,67	1,5±0,6	$(8,00^{+8,00}_{-0,??}) \cdot 10^{-16}$	29,31 ^{+0,59} _{-0,??}
B0633+17	237,09	11,0	0,154 ^{+0,059} _{-0,034}	$(7,94^{+3,0}_{-2,2}) \cdot 10^{-14}$	29,33 ^{+0,42} _{-0,36}
B0656+14	384,89	55,0	0,28 ^{+0,20} _{-0,40}	$(2,05^{+1,72}_{-0,74}) \cdot 10^{-13}$	30,26 ^{+0,73} _{-0,58}
B1055-52	197,11	5,83	0,5±0,2	$(1,06^{+0,10}_{-0,09}) \cdot 10^{-14}$	29,48 ^{+0,33} _{-0,48}
B1951+32	39,53	5,84	2,5±0,2	$(2,04^{+0,85}_{-0,79}) \cdot 10^{-12}$	33,16 ^{+0,22} _{-0,28}
B0833-45	89,33	1,25 · 10 ²	0,25±0,03	$(1,03^{+1,04}_{-0,55}) \cdot 10^{-11}$	31,86 ^{+0,40} _{-0,44}
B1046-58	123,67	96,3	2,98±1,19	$(2,50^{+0,66}_{-0,58}) \cdot 10^{-13}$	32,40 ^{+0,39} _{-0,56}
J1105-6107	63,19	15,8	7,0±2,8	$(6,47^{+1,18}_{-1,04}) \cdot 10^{-13}$	33,55 ^{+0,37} _{-0,52}
J1420-6048	68,18	83,2	2,0±0,8	$(4,70^{+0,77}_{-0,74}) \cdot 10^{-12}$	33,33 ^{+0,36} _{-0,52}
B1706-44	102,46	93,0	1,80±0,72	$(1,03^{+0,38}_{-0,24}) \cdot 10^{-12}$	32,58 ^{+0,43} _{-0,56}
B1757-24	124,90	1,28 · 10 ²	5,0 ^{+2,0} _{-0,7}	$(7,9^{+0,6}_{-0,6}) \cdot 10^{-13}$	33,37 ^{+0,20} _{-0,10}
B1800-21	133,63	1,34 · 10 ²	5,30±2,12	$(1,78^{+0,70}_{-0,59}) \cdot 10^{-13}$	32,75 ^{+0,45} _{-0,70}

Таблица 17 (окончание)

PSR	P (с)	$(dP/dt)_{-15}$	Расстояние (кпк)	$f(2+10 \text{ кэВ})$ (эрг/(с · см ²))	$\lg L_x$ (эрг/с)
J1811–1926	64,67	44,0	7,8±2,5	$(1,23^{+0,07}_{-0,11}) \cdot 10^{-11}$	34,93 ^{+0,27} _{-0,38}
B1823–13	101,45	75,5	4,12±1,65	$(1,70^{+4,4}_{-1,4}) \cdot 10^{-11}$	34,51 ^{+0,86} _{-1,20}
B1853+01	267,40	2,08 · 10 ²	3,2±1,3	$(1,2^{+0,3}_{-0,3}) \cdot 10^{-12}$	33,14 ^{+0,39} _{-0,57}
J2229+6114	51,62	78,0	3±1	$(1,30^{+0,09}_{-0,08}) \cdot 10^{-12}$	33,12 ^{+0,28} _{-0,38}
B2334+61	495,28	1,92 · 10 ²	2,5±1	$(4,05^{+2,6}_{-1,7}) \cdot 10^{-14}$	31,46 ^{+0,52} _{-0,80}
J0205+6449	65,68	1,93 · 10 ²	2,6±0,6	$(1,5^{+0,3}_{-0,3}) \cdot 10^{-11}$	34,08 ^{+0,14} _{-0,21}
B0531+21	33,52	4,21 · 10 ²	2±0,5	$(9,93^{+0,09}_{-0,43}) \cdot 10^{-9}$	36,65 ^{+0,20} _{-0,27}
J0537–6910	16,11	51,0	47,3±0,8	$(5,13^{+1,38}_{-1,37}) \cdot 10^{-12}$	36,11 ^{+0,12} _{-0,15}
B0540–69	50,53	4,73 · 10 ²	47,3±0,8	$(3,33^{+0,97}_{-1,29}) \cdot 10^{-11}$	36,93 ^{+0,13} _{-0,23}
J1119–6127	407,75	4,02 · 10 ³	5±3	$(4,74^{+0,8}_{-2,7}) \cdot 10^{-13}$	33,13 ^{+0,80} _{-1,16}
J1124–5916	135,31	7,45 · 10 ²	4,8±1,6	$(1,1^{+0,2}_{-0,2}) \cdot 10^{-11}$	34,48 ^{+0,18} _{-0,31}
B1509–58	150,66	1,54 · 10 ³	4,2±0,5	$(1,05^{+0,08}_{-0,33}) \cdot 10^{-10}$	35,32 ^{+0,12} _{-0,27}
J1617–5055	69,36	1,37 · 10 ²	4,5±0,9	$(8,86^{+0,49}_{-0,34}) \cdot 10^{-12}$	34,31 ^{+0,18} _{-0,21}
J1846–0258	323,60	7,10 · 10 ³	19±5	$(3,90^{+0,4}_{-0,4}) \cdot 10^{-11}$	36,22 ^{+0,28} _{-0,32}

параметров является питч-угол излучающих зарядов ψ . Во всех указанных работах считалось, что этот угол достаточно велик. Однако, как уже отмечалось выше, вблизи поверхности нейтронной звезды любая поперечная составляющая импульса теряется за счёт синхротронного высвечивания практически мгновенно, и в этой области $\psi = 0$. Только на больших расстояниях от поверхности взаимодействие волн с частицами плазмы может приводить к появлению у этих частиц заметного питч-угла.

В гл. II рассмотрена возможность возбуждения связанных с циклотронной неустойчивостью поперечных волн, частоты которых попадают в радиодиапазон и которые могут свободно выходить из магнитосферы [106]. Эти волны взаимодействуют с частицами, вытекающими с поверхности и ускоренными до релятивистских энергий в близповерхностных слоях. При этом частицам передается часть энергии волн, и такой процесс можно описать следующим кинетическим уравнением [229]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial[(G_{\parallel} + F_{\parallel} + Q_{\parallel})f]}{\partial p_{\parallel}} + \frac{1}{p_{\parallel}\psi} \frac{\partial[\psi(G_{\perp}F_{\perp})f]}{\partial \psi} = \\ = \frac{1}{\psi} \frac{\partial}{\partial \psi} \left[\psi \left(D_{\perp\perp} \frac{\partial}{\partial \psi} + D_{\perp\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f(p_{\parallel}, \psi) + \right. \\ \left. + \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \left(D_{\parallel\perp} \frac{\partial}{\partial \psi} + D_{\parallel\parallel} \frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \right) f(p_{\parallel}, \psi) \right], \end{aligned} \quad (1)$$

где G – сила, обеспечивающая сохранение адиабатического инварианта $I = 3cp_{\perp}^2/2eB$ [164], F – сила торможения синхротронным излучением, Q – сила торможения излучением кривизны. Тип решения уравнения (1) зависит от соотношения сил G , F и Q :

$$G_{\perp} = -\frac{mc^2}{\rho} \gamma_r \psi, \quad G_{\parallel} = \frac{mc^2}{\rho} \gamma_r \psi^2, \quad (2)$$

$$F_{\perp} = -\frac{2e^2 \omega_B^2}{3c^2} \psi(1 + \gamma_r^2 \psi^2), \quad F_{\parallel} = -\alpha_s \gamma_r^2 \psi^2, \quad (3)$$

$$Q_{\parallel} = -\frac{2e^2}{3\rho^2} \gamma_r^4 = -\alpha_c \gamma_r^4, \quad (4)$$

$$\alpha_s = \frac{2e^2 \omega_B^2}{3c^2}, \quad (5)$$

ρ – радиус кривизны силовых линий, γ_r – лоренц-фактор резонансных частиц.

Используя определение для функции распределения

$$f_{\parallel}(p_{\parallel}) = \int_{\pi/2}^0 \Psi f(p_{\parallel}, \Psi) d\Psi \quad (6)$$

и выражения для коэффициентов диффузии [105, 230]

$$D_{\perp\perp} = D_{\perp\parallel} = -D \frac{\Psi mc}{\gamma} |E_k|^2, \quad (7)$$

$$D_{\parallel} = D \frac{\Psi^2 m^2 c^2}{\delta} |E_k|^2, \quad (8)$$

$$D_{\perp\perp} = D \frac{\delta}{\gamma^2} |E_k|^2, \quad (9)$$

где

$$D = \frac{\pi^2 e^2}{m^2 c^3}, \quad (10)$$

$$|E_k|^2 = \frac{mc^2 n_b c \gamma_b}{2\omega}, \quad (11)$$

получим для стационарного случая

$$\frac{\partial}{\partial p_{\parallel}} \left\{ \left[\alpha_s \Psi_0^2 \left(\frac{p_{\parallel}}{mc} \right)^2 + \alpha_c \left(\frac{p_{\parallel}}{mc} \right)^4 - 2\pi^2 \Psi_0 \frac{mc}{p_{\parallel}} r_e \omega_k n_k \right] \right\} = 0. \quad (12)$$

Характер спектра излучения будет определяться видом функции распределения, которая является решением уравнения (12). Величина Ψ_0 здесь – это характерное значение питч-угла излучающих электронов, а $r_e = e^2/mc^2$ – классический радиус электрона.

Для случая, когда $|G_{\perp}| \gg |F_{\perp}|$ и $|G_{\parallel}| \ll |F_{\parallel}|$, функция распределения описывается уравнением [231]

$$\begin{aligned} & \frac{1}{mc\gamma_b\Psi} \frac{\partial(\Psi G_{\perp} f^0)}{\partial\Psi} + \frac{1}{mc} \frac{\partial(F_{\parallel} f^0)}{\partial\gamma_b} + v \frac{\partial f^0}{\partial r} = \\ & = \frac{1}{m^2 c^2 \gamma_b^2 \Psi} \frac{\partial(\Psi D_{\perp\perp} \partial f^0 / \partial \Psi)}{\partial \Psi}. \end{aligned} \quad (13)$$

Будем искать решение в виде

$$f(\mathbf{p}) = \chi(\psi)f(p) \quad (14)$$

и считать, что $\partial/\partial\psi \gg \partial/\partial\gamma$. При этих предположениях получим

$$\chi(\psi) = C_1 \exp(-C_2\psi^2), \quad (15)$$

где $C_1 = \chi(0)$, а

$$C_2 = \frac{2m^2c^4\gamma_b^2(\omega_B/\omega_p)^2}{\pi e^2 \rho |E_k|^2 \gamma_p}. \quad (16)$$

Используя для плотности первичного пучка значение

$$n_b = \frac{B}{Pce}, \quad (17)$$

получим для среднего значения питч-угла

$$\begin{aligned} \psi_0 &= \frac{\int_0^\infty C_1 \psi e^{-C_2\psi^2} d\psi}{\int_0^\infty C_1 e^{-C_2\psi^2} d\psi} = \frac{1}{\sqrt{\pi C_2}} = \frac{\sqrt{\pi} mc \gamma_b}{2\sqrt{2} e B P \gamma_p^2} = \\ &= 3,88 \cdot 10^3 \frac{P^2 \gamma_b}{B_s \gamma_p^2} = 4,31 \cdot 10^8 \frac{P^2}{B_s}. \end{aligned} \quad (18)$$

При получении численных оценок приняты значения $R_* = 10^6$ см, $\gamma_b = 10^6$, $\gamma_p = 3$. Для нормальных пульсаров $P \sim 1$ с, $B_s \sim 10^{12}$ Гс, для миллисекундных пульсаров $P \sim 10$ мс, $B_s \sim 10^8$ Гс и в обоих случаях $\psi_0 \sim 10^{-4}$. Следовательно, использовавшееся в ранних работах предположение о $\psi_0 \sim 1$ оказывается неверным.

Оценим относительные величины всех трёх членов в левой части уравнения (12), обозначив их соответственно A_1 , A_2 и A_3 . Для отношения

$$\frac{A_2}{A_1} = \frac{8c^2\gamma_p^4 P^2}{\pi\rho^2}, \quad (19)$$

принимая радиус кривизны силовой линии равным радиусу светового цилиндра, получим

$$\frac{A_2}{A_1} = 32\pi\gamma_p^4, \quad (20)$$

что при любых значениях лоренц-факторов вторичной плазмы всегда больше единицы. Отношение

$$\frac{A_3}{A_1} = \frac{3\pi\sqrt{\pi}m^3c^5}{32\sqrt{2}e^4B^2P\gamma_b\gamma_p^6} = \frac{10^8}{PB^2\gamma_b\gamma_p^6} \quad (21)$$

можно оценить, предположив, что поле дипольно, а генерация наблюдаемого излучения происходит на расстоянии $r = r_L c / \sin\beta$ (рис. 64):

$$\frac{|A_3|}{A_2} = \frac{10^6 P^5}{B_{12}^2 \sin^6 \beta \gamma_b \gamma_p^6}, \quad (22)$$

где $B_{12} = B_s / 10^{12}$, а B_s – величина магнитного поля на поверхности нейтронной звезды.

Средние значения параметров пульсаров с излучением вне радиодиапазона по данным из табл. 17 равны

$$\overline{\lg B_s} = 11,75, \quad \overline{P} = 128 \text{ мс}, \quad \overline{\beta} = 38^\circ.$$

Принимая для лоренц-факторов значения $\gamma_b = 10^6$ и $\gamma_p = 3$ [127], получим $|A_3|/A_2 \approx 1,8 \cdot 10^{-6}$. Проведённые оценки показывают, что вклад первого и третьего членов в уравнение (12) в среднем очень мал. Следовательно, основная часть спектра будет определяться частицами с функцией распределения

$$f_{\parallel} = C_2 \frac{\rho^2}{e^2 \gamma^4}. \quad (23)$$

Такая функция распределения соответствует синхротронному степенному спектру

$$I(\nu) \propto \nu^{-\alpha} \quad (24)$$

с наклоном $\alpha = 3/2$.

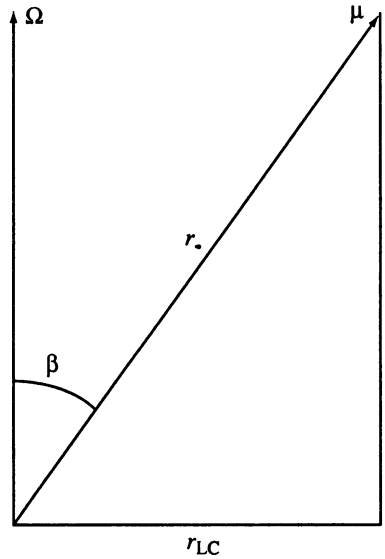


Рис. 64. Схема, поясняющая уменьшение магнитного поля в области генерации излучения

Из выражения (22) следует, что в случае пульсаров с $P \sim 10$ мс и $B_{12} \sim 10^{-4}$ отношение $|A_3|/A_2 \sim 1$ лишь для $\beta \approx 8,9^\circ$. При таких углах между осью вращения и магнитным полем должны были бы наблюдаться почти непрерывное излучение во всех диапазонах волн и очень широкие импульсы. Реально же в этих пульсарах регистрируется импульсное излучение с длительностью импульсов значительно короче их периодов. Следовательно, и в короткопериодических пульсарах второй член в уравнении (12) преобладает, и в них должен формироваться синхронный спектр с $\alpha = 3/2$.

Описанное приближение реализуется в случае циклотронного резонанса на частицах первичного пучка. Рассмотрим теперь случай, когда резонансными частицами являются вторичные электроны или позитроны с $\gamma_r \sim 10^4 \div 10^5$ (хвост функции распределения вторичной плазмы), и будем считать, что $\gamma_r \psi_0 \gg 1$. Из формул (2) и (3) при этом следует

$$\frac{G_{\perp}}{F_{\perp}} = \frac{3m^3 c^6 \gamma_p}{2e^4 B_s^2 \rho} \left(\frac{r}{R_*} \right)^6 \frac{1}{\gamma_r^2 \psi^2}. \quad (25)$$

При $\gamma\psi > 10^3$ $G_{\perp} < F_{\perp}$. Как будет видно из дальнейшего, полученное решение удовлетворяет такому условию. В данном случае $|G_{\parallel}|$ также меньше, чем $|F_{\parallel}|$. Следовательно, силой G в кинетическом уравнении можно пренебречь, а величину питч-угла можно найти из уравнения

$$\frac{1}{mc\gamma_r\psi} \frac{\partial(\psi F_{\perp} f^0)}{\partial\psi} + \frac{1}{mc} \frac{\partial(F_{\parallel} f^0)}{\partial\gamma_b} = \frac{1}{m^2 c^2 \gamma_r^2 \psi} \frac{\partial(\psi D_{\perp} \partial f^0 / \partial\psi)}{\partial\psi}. \quad (26)$$

При сделанных выше предположениях получим

$$\chi(\psi) = C_3 \exp(-C_4 \psi^4), \quad (27)$$

где

$$C_4 = \frac{4e^6 B^4 P^3 \gamma_p^4 \gamma_r^2}{3\pi^3 m^5 c^7 \gamma_b^3}. \quad (28)$$

Среднее значение питч-угла для этого случая равно

$$\psi_0 = \frac{\int_0^{\infty} \psi \exp(-C_4 \psi^4) d\psi}{\int_0^{\infty} \exp(-C_4 \psi^4) d\psi} = \frac{\Gamma(0,5)}{\sqrt[4]{4\Gamma(0,25)}} \approx \frac{0,5}{\sqrt[4]{C_4}}, \quad (29)$$

что при $\gamma_r = 10^5$ даёт

$$\psi_0 = \frac{2,37}{BP^{3/4}} = \frac{0,26P^{9/4}}{B_{12} \sin^3 \beta}. \quad (30)$$

Для приведённых средних значений B , P и β $\psi_0 = 1,95 \cdot 10^{-2}$. Мы видим, что действительно $\gamma_r \psi_0 > 10^3$, т.е. полученное решение не противоречит исходному предположению. С другой стороны, по-прежнему $\psi_0 \ll 1$, т.е. и для этого случая предположение о $\psi \sim 1$ неверно.

Оценим вклад различных членов в уравнении (12) при значении ψ_0 из выражения (29):

$$\frac{A_2}{A_1} \approx \frac{32\sqrt{\pi} e \gamma_r^3 \gamma_p^2}{\sqrt{3mc^3 \gamma_b^{3/2} P^{1/2}}} = 10^{-10} \frac{\gamma_r^3 \gamma_p^2}{\gamma_b^{3/2} P^{1/2}}. \quad (31)$$

При указанных выше значениях параметров это даёт $A_2/A_1 = 2,5 \cdot 10^{-3}$, т.е. соотношение первых двух членов оказывается противоположным по сравнению с предыдущим случаем. Сравним теперь A_2 и A_3 :

$$\begin{aligned} \frac{A_3}{A_2} &= \frac{3\pi^{7/4} m^{13/4} c^{23/4} \gamma_b^{11/4}}{2^{11/2} e^{9/2} B^2 P^{3/4} \gamma_p^5 \gamma_r^{9/2}} = 1,3 \cdot 10^{14} \frac{\gamma_b^{11/4}}{B^2 P^{3/4} \gamma_p^5 \gamma_r^{9/2}} = \\ &= 6 \cdot 10^3 \frac{P^{21/4}}{B_{12}^2 \sin^6 \beta}. \end{aligned} \quad (32)$$

При указанных выше средних значениях параметров A_3 оказывается примерно на порядок выше, чем A_2 .

И, наконец, сравнение первого и третьего членов даёт

$$\frac{A_3}{A_1} = \frac{3^{3/4} \pi^{9/4} c^{17/4} m^{11/4} \gamma_b^{5/4}}{\sqrt{2} e^{7/2} B^2 P^{5/4} \gamma_p^3 \gamma_r^{3/2}} = 151 \frac{\gamma_b^{5/4} P^{19/4}}{B_{12}^2 \gamma_p^3 \gamma_r^{3/2} \sin^6 \beta}. \quad (33)$$

При использованных выше значениях параметров $A_3 = 0,02A_1$. Однако среди резонансных частиц «хвоста» присутствуют такие, у которых $\gamma_r = 10^4$. Для них $A_3 = 0,6A_1$, т.е. третий член может играть заметную роль в формировании спектра. В этом случае спектр будет определяться двумя функциями распределения: $f_{\parallel} \propto \gamma$ и $f_{\parallel} \propto \gamma^{-2}$, которые соответствуют спектральным индексам $\alpha_1 = +1$ и $\alpha_2 = -0,5$.

Оценим характерные частоты синхротронного излучения, считая их близкими к частоте максимума синхротронного спек-

ра, определяемой выражением [103]

$$v_m \approx \frac{0,9}{4\pi} \omega_B \gamma_r^2 \sin \psi, \quad (34)$$

которое в нашем случае принимает вид

$$v_m \approx \frac{3^{9/4}}{80\pi^{1/4} \sqrt{2}} \left(\frac{mc^3}{e^2} \right)^{1/4} \frac{\gamma_r^{3/2} \gamma_b^{3/4}}{P^{3/4} \gamma_p} = 4,5 \cdot 10^4 \frac{\gamma_r^{3/2} \gamma_b^{3/4}}{P^{3/4} \gamma_p}. \quad (35)$$

При использованных значениях параметров получается $v_m = 7 \cdot 10^{16}$ Гц, что соответствует энергии кванта $\sim 0,3$ кэВ и совпадает с максимумом в спектре хорошо изученного в этом диапазоне пульсара PSR B0656+14 [220]. Если резонансными частицами будут частицы пучка, то использование выражения (18) приводит к значению частоты максимума

$$v_m = \frac{0,9\gamma_b^3}{8(2\pi)^{1/2} P\gamma_p^2} = 4,49 \cdot 10^{-2} \frac{\gamma_b^3}{P\gamma_p^2}, \quad (36)$$

которое при указанных выше значениях параметров равно $4 \cdot 10^{16}$ Гц, т.е. тоже попадает в мягкий рентгеновский диапазон. Хвост этого излучения в области более низких частот вполне может объяснить наблюдаемое в нескольких радиопульсарах оптическое излучение.

Полученные распределения частиц по энергиям и питч-углам дают возможность вычислить полную синхротронную светимость пульсара:

$$L = \frac{2e^2}{3c} \left(\frac{eB}{mc} \right)^2 \int_1^\infty \int_V \psi_r^2 N(\gamma_r) \gamma_r^2 d\gamma_r dV. \quad (37)$$

Будем считать, что излучает четвертая часть тора на световом цилиндре [232] с объёмом

$$V = \frac{2\pi^2 r_{LC}^3}{4}. \quad (38)$$

Кроме того предположим, что половина потерь энергии вращения передаётся резонансным частицам:

$$n_r mc^2 \gamma_r \frac{\pi^2 r_{LC}^3}{2} \frac{c}{r_{LC}} = \frac{1}{2} I \Omega d\Omega / dt. \quad (39)$$

Пусть резонансными частицами будут электроны на хвосте функции распределения вторичной плазмы с $\gamma_r = 10^4 + 10^5$. В этом

случае можно ограничиться вкладом A_2 и считать, что

$$N(\gamma) = C_5 \gamma^{-2}, \quad (40)$$

а константа C_5 определяется из условия

$$\int N(\gamma) d\gamma = n_r. \quad (41)$$

Взяв в качестве ψ_r значение питч-угла из выражения (29), получим

$$L = \frac{\pi^{5/2} e I \gamma_b^{3/2} dP/dt}{4\sqrt{3} m^{1/2} c^{3/2} P^{7/2} \gamma_p^2} = 7,73 \cdot 10^{18} \frac{(dP/dt)_{-15} \gamma_b^{3/2}}{P^{7/2} \gamma_p^2}. \quad (42)$$

Здесь принято, что $I = 10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ и $(dP/dt)_{-15} = (dP/dt)/10^{-15}$.

Из формулы (42) следует, что при фиксированном отношении $\gamma_b^{3/2}/\gamma_p^2$ должна быть прямая зависимость между светимостью L и параметром $(dP/dt)/P^{7/2}$. Сравнение рентгеновской светимости L_x с наблюдаемой величиной $(dP/dt)/P^{3,5}$ для 41 радиопульсара с зарегистрированным рентгеновским излучением (рис. 65) даёт выражение

$$\lg L_x = (1,32 \pm 0,10) \lg \frac{(dP/dt)_{-15}}{P^{3,5}} + 26,12 \pm 0,18 \quad (43)$$

при коэффициенте корреляции $K = 0,91 \pm 0,07$. Такая высокая корреляция L_x с наблюдаемыми параметрами означает, что рассмотренная синхротронная модель хорошо описывает природу рентгеновского излучения радиопульсаров. Кроме того, можно сделать вывод о малом вкладе тепловой составляющей в это излучение.

Коэффициент при $\lg[(dP/dt)/P^{3,5}]$ близок к единице, и положив его равным 1, можно вычислить величину $\gamma_b^{3/2}/\gamma_p^2$ из наблюдаемой зависимости:

$$\lg L_x = \lg C_6 + \lg(dP/dt)_{-15} / P^{3,5}. \quad (44)$$

По данным наблюдений получаем наиболее вероятное значение $\lg C_6 = 27,6$, что соответствует значению параметра

$$\frac{\gamma_b^{3/2}}{\gamma_p^2} = 5,15 \cdot 10^8. \quad (45)$$

Для обычно принимаемого диапазона лоренц-факторов первичного пучка $\gamma_b = 10^6 \div 10^7$ получаем $\gamma_p = 1,4 \div 7,8$. Такие лоренц-факторы вторичной плазмы могут быть сформированы, если магнитное поле вблизи поверхности нейтронной звезды имеет недипольную структуру [127].

Минимальный поток F в диапазоне $2 \div 10$ кэВ для рассмотренной выборки из 41 пульсара равен $8 \cdot 10^{-16}$ эрг/(с · см²). Используя это значение, можно предсказать обнаружение рентгеновского излучения от других радиопульсаров, вошедших в каталоги [68, 233, 234]. Из соотношений (42) и (45) получим

$$F = \frac{L}{4\pi d^2} = 3,34 \cdot 10^{-17} \frac{(dP/dt)_{-15}}{P^{3,5} d_{\text{кпк}}^2}, \quad (46)$$

что соответствует следующему условию:

$$\eta = \frac{(dP/dt)_{-15}}{P^{3,5} d_{\text{кпк}}^2} \geq 24. \quad (47)$$

В табл. 18 перечислены пульсары, для которых выполнено это условие. Чувствительность современных аппаратов позволяет обнаружить рентгеновское излучение по крайней мере ещё от 100 радиопульсаров. Для полноты картины в таблицу внесены объекты с зарегистрированным рентгеновским потоком (они отмечены звёздочками), но приведены также и ожидаемые согласно формуле (46) потоки. Эта формула даёт возможность предсказывать наличие рентгеновского излучения как у известных, так и у вновь открываемых радиопульсаров по их периодам, производным периодов и расстояниям.

Синхротронная модель не позволяет объяснить наблюдаемое гамма-излучение радиопульсаров. Самое жёсткое излучение может быть в принципе связано с процессами излучения кривизны первичного пучка во внутреннем зазоре, с дополнительным ускорением частиц во внешнем зазоре и с комптоновским рассеянием рассмотренного синхротронного излучения на частицах первич-

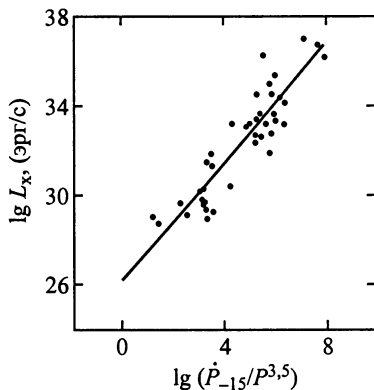


Рис. 65. Наблюдаемая зависимость рентгеновской светимости радиопульсара от параметра $(dP/dt)/P^{3,5}$

Таблица 18

**Пульсары с ожидаемым рентгеновским потоком,
доступным современным инструментам**

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
1	J0024-0534	4,38	12,10
2*	J0030+0451	4,37	12,11
3	B0053+47	1,69	14,79
4*	B0114+58	<3,59	<12,89
5	B0136+57	2,09	14,39
6*	J0205+6449	5,59	10,89
7*	J0218+4232	3,56	12,92
8*	B0355+54	2,84	13,64
9*	J0437-4715	2,52	13,96
10	B0450+55	2,21	14,27
11*	B0531+21	7,21	9,27
12*	J0537-6910	4,63	11,85
13*	J0538+2817	3,02	13,46
14*	B0540-69	3,85	12,63
15	B0540+23	2,22	14,26
16	J0613-0200	3,20	13,28
17	B0611+22	2,14	14,34
18	J0631+1036	2,28	14,20
19*	B0633+17	4,85	11,63
20*	B056+14	3,44	13,04
21	J0729-1448	2,88	13,60
22	B0740-28	3,39	13,09
23*	J0751+1807	2,90	13,58
24*	B0823+26	2,04	14,44
25*	B0833-45	6,38	10,10
26	J0901-4624	1,43	15,05
27	B0905-51	1,51	14,97
28	B0906-17	1,61	14,87
29	B0906-49	2,94	13,54
30	B0919+06	<1,47	<15,01
31	J0940-5428	3,95	12,53
32*	B0950+08	3,29	13,19
33*	J1012+5307	3,71	12,77
34*	J1016-5819	2,22	14,26
35*	J1024-0719	3,39	13,09
36	J1045-4509	1,70	14,78
37*	B1046-58	4,21	12,27
38*	B1055-52	2,87	13,61
39*	J1105-6107	3,71	12,77
40	J1112-6103	<2,70	<13,78
41*	J1119-6127	<3,57	<12,91

Таблица 18 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
42*	J1124-5916	4,55	11,93
43	B1133+16	1,45	15,03
44	B1133-55	1,62	14,86
45	J1138-6207	1,57	14,91
46	B1143-60	1,39	15,09
47	B1257+12	8,19	8,29
48	B1259-63	3,65	12,83
49	J1301-6305	2,59	13,89
50	B1317-53	1,65	14,83
51	B1336-64	1,61	14,87
52	B1338-62	3,03	13,45
53	B1356-60	2,39	14,09
54	J1406-6121	2,17	14,31
55	J1412-6145	1,81	14,67
56*	J1420-6048	5,40	11,08
57*	J1435-6100	1,43	15,05
58	B1449-64	2,52	13,96
59	B1508-57	1,78	14,70
60*	B1509-58	4,77	11,71
61	B1516+02A	1,98	14,50
62	J1530-5327	2,26	14,22
63	B1534+12	2,70	13,78
64	B1535-56	1,63	14,85
65	J1548-5607	2,03	14,45
66	B1556-44	1,65	14,83
67	B1557-50	1,61	14,87
68	J1601-5335	2,48	14,00
69	B1607-52	2,56	13,92
70	B1610-50	3,19	13,29
71*	J1617-5055	4,88	11,60
72	B1620-26	3,24	13,24
73	B1634-45	2,57	13,91
74	J1640+2224	3,07	13,41
75	J1643-1224	<2,32	<14,16
76	B1643-43	2,60	13,88
77	B1702-19	2,31	14,17
78*	B1706-44	4,92	11,56
79	J1713+0747	3,04	13,44
80	B1718-35	1,73	14,75
81	J1718-3825	3,25	13,23
82	B1719-37	2,43	14,05
83	J1723-3659	2,06	14,42

Таблица 18 (продолжение)

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
84	B1727-33	3,67	12,81
85	J1730-2304	3,18	13,30
86	B1730-37	1,75	14,73
87	B1734-35	1,48	15,00
88	B1736-29	1,60	14,88
89	B1737-30	2,39	14,09
90	J1737-3137	1,83	14,65
91	J1738-2955	1,98	14,50
92	J1739-3023	3,29	13,19
93	B1742-30	1,92	14,56
94	J1743-3153	1,72	14,76
95*	J1744-1134	4,11	12,37
96	B1749-28	1,41	15,07
97	B1754-24	2,23	14,25
98*	B1757-24	3,87	12,61
99*	B1800-21	3,99	12,49
100	B1802-07	1,43	15,05
101	J1809-1917	4,06	12,42
102*	J1811-1926	4,02	12,46
103	B1820-30A	3,65	12,83
104	B1820-31	1,94	14,54
105*	B1821-19	1,82	14,66
106	B1821-24	4,53	11,95
107	B1822-09	2,11	14,37
108	B1822-14	1,83	14,65
109*	B1823-13	4,13	12,35
110	B1828-10	2,03	14,45
111	J1828-1101	3,45	13,03
112	B1830-08	3,20	13,28
113	B1832-06	1,80	14,68
114	J1835-1020	1,76	14,72
115	J1837-0559	1,56	14,92
116	J1837-0604	3,63	12,85
117	B1838-04	1,94	14,54
118	J1838-0453	1,70	14,78
119	J1839-0321	1,60	14,88
120	J1841-0348	2,93	13,55
121	B1841-05	1,48	15,00
122	B1842-04	2,00	14,48
123	B1844-04	1,50	14,98
124*	J1846-0258	3,01	13,47
125	J1849-0317	1,45	15,03

Таблица 18 (окончание)

<i>N</i>	PSR	$\lg\eta$	$-\lg F$
126	J1853+0056	2,10	14,38
127*	B1853+01	3,29	13,19
128	B1855+09	3,29	13,19
129	J1900+0227	2,00	14,48
130	J1908+0734	2,75	13,73
131	J1909+0912	2,01	14,47
132	J1913+0832	1,93	14,55
133	J1913+1011	4,27	12,21
134	B1914+09	1,47	15,01
135	B1915+13	2,12	14,36
136	B1916+14	1,69	14,79
137	J1918+1541	2,25	14,23
138*	B1929+10	3,86	12,62
139	B1930+22	2,72	13,76
140*	B1937+21	4,73	11,75
141*	B1951+32	4,88	11,60
142	B1953+29	1,74	14,74
143	B1957+20	4,63	11,85
144	J2010+2425	3,36	13,12
145	B2020+28	1,68	14,80
146	B2022+50	1,39	15,09
147	J2043+2740	3,59	12,89
148	B2127+11E	2,41	14,07
149	B2127+11F	1,89	14,59
150*	J2124+3358	4,39	12,09
151	J2229+2643	2,81	13,67
152*	J2229+6114	5,44	11,04
153	J2317+1439	2,45	14,03
154	J2322+2057	3,32	13,16
155*	B2334+61	2,57	13,91

ного пучка. Действительно, в последнем случае частота излучения может увеличиваться до значений

$$v_c \sim v_0 \gamma. \quad (48)$$

Подставляя сюда значения $v_0 = 7 \cdot 10^{16}$ Гц и $\gamma = \gamma_b = 10^6$, получим $v_c = 7 \cdot 10^{22}$ Гц. Излучение в этом диапазоне действительно наблюдается в целом ряде пульсаров [221]. Потери энергии вращения dE/dt , передаваемые релятивистским частицам первичного пучка, вполне достаточны, чтобы объяснить наблюдаемое жёст-

кое излучение радиопульсаров. Например, для пульсара в Крабе $dE/dt = 4,6 \cdot 10^{38}$ эрг/с, а мощность эмиссии высокоэнергичных квантов $L = 5 \cdot 10^{35}$ эрг/с.

2. «МАГНЕТАРЫ»

Наряду с нормальными радиопульсарами, которые были открыты в радиодиапазоне и обладают всеми характерными особенностями, присущими этим объектам, известно более 10 источников, обладающих импульсным рентгеновским излучением и принадлежащих к двум условным группам: Аномальным Рентгеновским Пульсарам (Anomalous X-Ray Pulsars – AXP) и Источникам с Повторяющимся Мягким Гамма-излучением (Soft Gamma-Repeater – SGR) (табл. 19) [235–242]. Они отличаются от обычных рентгеновских пульсаров, которые представляют собой нейтронные звёзды в двойных системах и излучают за счёт аккреции вещества, истекающего из второго компаньона. При этом наблюдаемый период между импульсами периодически изменяется вследствие эффекта Доплера, вызванного движением нейтронной звезды в двойной системе, и уменьшается со временем благодаря передаче углового момента от падающего вещества. Отличие AXP и SGR от этих объектов заключается в том, что их периоды не показывают периодических колебаний и нет никаких других свидетельств об их вхождении в двойные системы. В то же время наблюдается вековое увеличение периода, характерное для обычных радиопульсаров.

AXP и SGR очень близки по своим характеристикам друг к другу. В обеих группах периоды следования импульсов заключены в интервале $5 \div 12$ с, производные периодов составляют $10^{-13} \div 10^{-10}$, рентгеновские светимости изменяются в узких пределах от 10^{34} до 10^{36} эрг/с, во многих случаях вероятно связь с остатками сверхновых, что свидетельствует о молодости этих объектов. Основное отличие двух групп состоит в том, что в SGR эпизодически наблюдаются гамма-вспышки с полной энергией отдельной вспышки до 10^{44} эрг.

Если использовать формулу магнитодипольного механизма торможения

$$B = 6,4 \cdot 10^{19} (PdP/dt)^{1/2}, \quad (49)$$

то магнитные поля AXP и SGR окажутся равными $10^{14} \div 10^{15}$ Гс, что на два-три порядка выше, чем магнитные поля «нормаль-