

ЭЖЕКТИРУЮЩИЕ ЗВЕЗДЫ

В этой главе мы рассмотрим быстро вращающиеся нейтронные звезды, обладающие собственным излучением. Электромагнитные волны и релятивистские частицы, эжектируемые такими звездами, "разбрасывают" окружающую плазму, не давая ей аккрецировать. Конечно, понятие "быстроты" вращения оказывается относительным. Как мы видели в гл. III, критический период p_E , отделяющий эжектирующие звезды, является функцией параметров среды, а именно, потенциального темпа аккреции \dot{M}_c , магнитного поля звезды и еще ряда физических величин. Формула для R_{st} , полученная в гл. III, является первым приближением, так как мы не учитывали изменения параметров аккрецируемой плазмы под действием потока энергии, эжектируемого нейтронной звездой. В этой главе мы уточним это место.

Нейтронные звезды были открыты именно как эжектирующие звезды — радиопульсары. Исследования их ведутся вот уже около 20 лет. Накопился гигантский наблюдательный материал. Имеется огромное число теоретических работ. Существуют обзоры и монографии, посвященные исследованию радиопульсаров (Гинзбург, 1971; Дайсон и Тер Хаар, 1973; Усов, 1977; Смит, 1979; Манчестер и Тейлор, 1980). Поэтому здесь мы не будем останавливаться на деталях теории и наблюдений радиопульсаров, сосредоточив свое внимание на вопросах, мало освещенных ранее и близких по духу к нашему повествованию.

§ 1. Наблюдаемые характеристики радиопульсаров

После открытия кембриджской группой радиопульсаров поиск их проводился на многих радиообсерваториях мира — радиообсерватории Джодрелл Бэнк Манчестерского университета в Англии, радиообсерватории Оуэнс Вэлли Калифорнийского технологического института в США, радиофизической лаборатории Государственной научно-исследовательской организации в Молонгло (Австралия), радиоастрономической обсерватории Физического Института АН СССР. Сейчас известно более 300 радиопульсаров (Манчестер и Тейлор, 1981). Подавляющее их число открыто по декаметровому излучению на частотах ≤ 400 МГц. Остановимся кратко на основных наблюдаемых характеристиках пульсаров.

Периоды и изменение периодов. Периоды радиопульсаров распределены в широком интервале (три порядка): самый "быстрый" (миллисекундный) пульсар PSR 1937 + 21 имеет период $p = 1,56 \cdot 10^{-3}$ с (Бэкер и

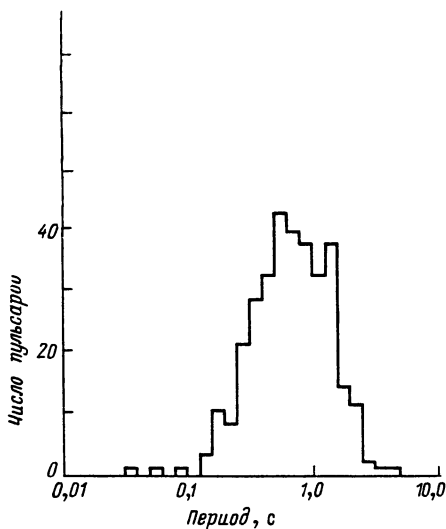


Рис. 85. Распределение числа радиопульсаров по периодам (Манчестер и Тейлор, 1980)

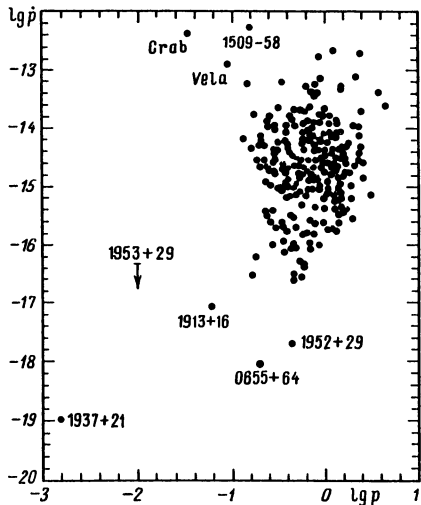


Рис. 86. Диаграмма " $\dot{p} - p$ " для радиопульсаров (Манчестер и Тейлор, 1980)

др., 1982), а самый медленный, PSR 0525 + 21, — 3,75 с. Высокая стабильность времени прихода импульсов (которое выдерживается с точностью до 12-го знака после запятой) позволяет сравнивать пульсары с атомными часами. Особой стабильностью обладает миллисекундный пульсар, по наблюдаемым моментам прихода импульсов которого можно измерять движения в Солнечной системе.

Отсутствие радиопульсаров с периодами более 4 с и дефицит пульсаров с периодами менее 0,1 с являются реальными и не связаны с возможными ограничениями техники наблюдений (рис. 85).

Высокая стабильность и малое значение периода не оставили сомнений в том, что феномен радиопульсара обусловлен вращением синхротронно излучающей нейтронной звезды.

Периоды радиопульсаров увеличиваются. Характерное время замедления радиопульсаров $t_{sd} = p/\dot{p}$ лежит в пределах от нескольких тысяч до сотен миллионов лет. У нескольких пульсаров до сих пор не удалось измерить \dot{p} . На рис. 86 показана диаграмма " $\dot{p} - p$ " для радиопульсаров.

Увеличение периодов прихода импульсов естественным образом объясняется торможением вращения нейтронной звезды. Соответствующие потери энергии равны

$$L_{\text{rot}} = \frac{d}{dt} \left(\frac{I\omega^2}{2} \right) = I\omega\dot{\omega}. \quad (1.VII)$$

Как показывают наблюдения, диссипация вращательной энергии нейтронных звезд во много раз превосходит светимость пульсаров в радиодиапазоне (в $10^2 - 10^5$ раз). Для пульсара в Крабовидной туманности $\dot{p} \approx 4,2 \cdot 10^{-13}$ (в безразмерных единицах). Разделим период пульсара $p =$

$= 0,033$ с на \dot{p} ; получим характерное время замедления $t_{sd} \approx 2,5 \cdot 10^3$ лет, что совпадает по порядку величины с характерным временем жизни нейтронной звезды (напомним, что согласно китайским хроникам дата рождения этой нейтронной звезды – 1054 г.). Для степенного закона торможения

$$\frac{dI\omega}{dt} = -A\omega^n. \quad (2.VII)$$

Время торможения от бесконечно большой частоты

$$t_d = \frac{t_{sd}}{n-1}. \quad (3.VII)$$

При $n = 3$ характеристическое время (например, для магнитодипольных потерь) равно $t_d = t_{sd}/2$. Учет фактора 2 улучшает согласие между динамическим (определяемым по торможению) и реальным возрастом пульсара в Крабовидной туманности. Это удивительное (по своей точности) для астрофизики совпадение.

Измерение более высоких производных частоты позволяет в принципе определить индекс торможения n . (Из (2.VII) следует, что

$$n = \frac{\omega\ddot{\omega}}{\dot{\omega}^2}. \quad (4.VII)$$

К настоящему времени этот метод определения n дал лишь один положительный результат. По данным Бойнтон и др. (1969), Нельсона и др. (1970) и Грота. (1975) для пульсара в Крабовидной туманности $n \approx 2,5$. Хаотические флуктуации $\dot{\omega}$ у других пульсаров настолько велики, что полностью "замывают" вековые изменения производной частоты $\ddot{\omega}$. У двух пульсаров (в Крабовидной туманности и Парусах) наблюдались эпизоды ускорения, которые мы рассмотрим дальше.

Структура импульсов. В отличие от рентгеновских пульсаров, импульсы подавляющего большинства радиопулсаров гораздо резче (рис. 87). В среднем относительная продолжительность радиоимпульсов порядка нескольких сотых: $\sim 0,04$. Форма импульсов хаотически меняется. Стабильным остается лишь усредненный по большому числу импульсов профиль. У нескольких пульсаров наблюдается интеримпульс, расположенный приблизительно посередине между главными импульсами. Наблюдения с высоким временным разрешением показывают, что радиопоток хаотически (а иногда и квазипериодически) меняется со временем вплоть до десятков микросекунд (Ханкинс, 1971).

Спектр и светимость. На рис. 88 приведены примеры спектров нескольких радиопулсаров. Несмотря на большое разнообразие, можно выделить следующие общие свойства. В диапазоне частот от нескольких сотен МГц до десятков ГГц спектральная плотность потока падает по степенному закону: $I_\nu \sim \nu^{-\alpha}$. Характерные потоки в максимуме импульсов достигают ~ 100 Ян ($1 \text{ Ян} = 10^{-26} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{Гц})$). Усредненный же по периоду поток не превышает нескольких янских. В длинноволновом диапазоне (частоты ниже 100 МГц) наблюдается поглощение потока или даже "завал".

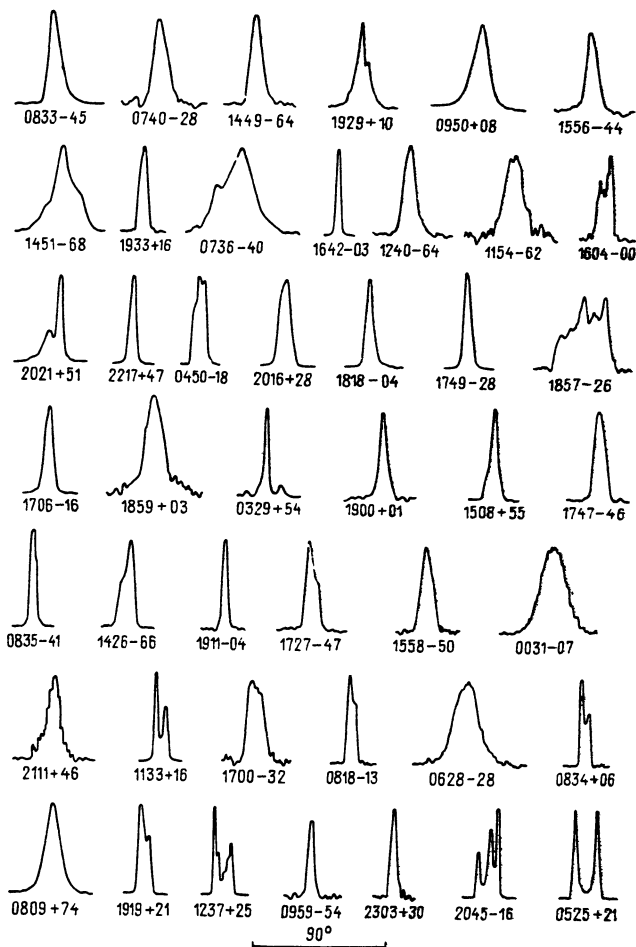


Рис. 87. Примеры профилей импульсов радиопульсаров (Манчестер и Тейлор, 1980)

По измерению моментов прихода импульсов на разных частотах удается определить меру дисперсии, а по ней — оценить расстояние до радиопульсаров (см. дальше). Светимости, соответствующие наблюдаемым потокам, порядка $10^{30} - 10^{32}$ эрг/с, а яркостные температуры — 10^{30} К. Столь высокие значения яркостных температур не оставляют сомнений в нетепловой природе радиоизлучения пульсаров.

Подчеркнем еще раз, что за исключением нескольких быстрых пульсаров (типа пульсара в Крабовидной туманности и пульсара в Парусах) мы наблюдаем только радиоизлучение пульсаров. При этом светимость в радиодиапазоне, как правило, в тысячи раз меньше потерь вращательной энергии, определенной по \dot{P} (см. формулу (1.VII)).

Молодые пульсары (с возрастом $\sim 10^4$ лет) окружены остатками вспышек сверхновых и излучают не только в радио-, но и в оптическом, рентгеновском и гамма-диапазоне:

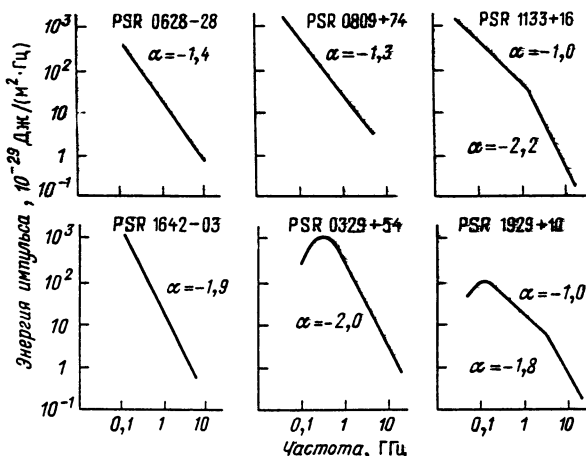


Рис. 88. Спектры радиопульсаров (Манчестер и Тейлор, 1980)

Светимость пульсара в Крабовидной туманности в рентгеновском диапазоне равна $2,5 \cdot 10^{37}$ эрг/с, что составляет примерно 5% от вращательных потерь пульсара.

На рубеже 70-х и 80-х годов были предприняты попытки поиска компактных рентгеновских источников в ряде остатков сверхновых на обсерватории им. Эйнштейна (Гельфанд и др., 1980). В табл. 13 суммированы результаты по 12 объектам в остатках вспышек сверхновых, дающим синхротронное рентгеновское излучение (согласно работе Гельфанда, 1984). Попытки найти тепловое рентгеновское излучение от ярких пульсаров не дали положительных результатов, но позволили установить достаточно жесткие верхние пределы рентгеновской светимости.

Т а б л и ц а 13

Поиск остатков, излучающих в рентгеновском диапазоне

Остаток	L_x , эрг/с	L_{rot} , эрг/с	L_x/L_{rot}	t , лет	d , кпк
Crab	$2,5 \cdot 10^{37}$	$4,6 \cdot 10^{38}$	0,05	10^3	1
G 29.7 - 0.3*)	$4 \cdot 10^{36}$	—	—	—	2
G 21.5 - 0.9*)	$2,6 \cdot 10^{35}$	—	—	—	3
MSH 15 - 52	$2 \cdot 10^{35}$	$2 \cdot 10^{37}$	0,01	$2 \cdot 10^3$	6
3C 58	10^{35}	—	—	—	12
G 74.9 + 1.2*)	$8 \cdot 10^{34}$	—	—	—	20
Vela	10^{33}	$7 \cdot 10^{36}$	0,002	10^4	0,2
CTB 80	$8 \cdot 10^{32}$	—	—	—	1
G 326.3 - 1.8*)	$5 \cdot 10^{32}$	—	—	—	0,4
PSR 1055 - 52	$0,4 \cdot 10^{32}$	$3 \cdot 10^{34}$	0,01	$5 \cdot 10^5$	~0,05
PSR 0355 + 54	10^{32}	$4,6 \cdot 10^{34}$	0,002	$6 \cdot 10^5$	—
PSR 1642 - 07	$6 \cdot 10^{31}$	10^{33}	0,06	$3 \cdot 10^6$	0,6

*)Звездочкой помечены остатки, в которых компактный источник не обнаружен.

Сейчас известно около 140 остатков сверхновых с возрастом от $\sim 10^{2,5}$ до $\sim 10^{4,5}$ лет. Обзор результатов по поискам точечных радио-, оптических, рентгеновских или гамма-источников можно найти в работе Гельфанда и Бекера (1983). Основной результат этих поисков состоит в том, что найдено лишь 9 остатков, содержащих точечные источники. Из них 2 (SS 433 и CTB 109) — рентгеновские двойные системы.

Таким образом, основным каналом, по которому поступает информация о радиопулсарах, является радиодиапазон. Радиоизлучение сильно поляризовано: линейная поляризация зависит от фазы периода и достигает 100 % (Радхакришнан, 1969; Алексеев, 1971; 1973). Круговая поляризация достигает нескольких десятков процентов (Крафт и др., 1971). Направление плоскости поляризации вращается с периодом вращения пульсара.

Пространственное распределение пульсаров. Радиопулсары распределены по небу не изотропно. Они концентрируются к плоскости Млечного Пути. Этот эффект был выявлен уже в первые годы исследований радиопулсаров и не оставил сомнений в их галактической природе.

Используются в основном два метода оценки расстояний до радиопулсаров: по межзвездному поглощению в линии 21 см и по измерению меры дисперсии. Эти два метода совершенно независимы. В первом методе распределение холодного компонента межзвездного водорода и его движение в Галактике считаются известными. При измерении же расстояния по значению меры дисперсии необходимо знать распределение плотности свободных электронов, которое фактически было установлено по данным наблюдений радиопулсаров.

Как известно, в плазме электромагнитные волны распространяются с групповой скоростью, отличной от скорости света,

$$v_g = c \sqrt{1 - (\nu_p/\nu)^2}, \quad (5.VII)$$

где ν_p — плазменная частота (формула (16.III)). Благодаря тому, что излучение пульсаров носит прерывистый характер, появляется возможность измерить разность времен Δt прихода одного и того же импульса на разных частотах. На частотах, значительно больших плазменной ($\nu \gg \nu_p$), разность моментов прихода равна

$$\Delta t = t_2 - t_1 \approx \left(\frac{1}{\nu_2^2} - \frac{1}{\nu_1^2} \right) DM \frac{e^2}{2m_e c}, \quad (6.VII)$$

где DM означает меру дисперсии:

$$DM = \int_0^d n_e dr, \quad (7.VII)$$

d — расстояние до пульсара. DM обычно измеряется в единицах пк/см³.

Фактически формула (6.VII) дает мощный инструмент для исследования распределения свободных электронов в межзвездной среде. Так была получена средняя плотность электронов в окрестности Солнца: $n_e \approx 0,03$ см⁻³. Погрешность же определения расстояния до пульсаров по величине DM полностью определяется нашим незнанием хода плотности в данном направлении.

Зная расстояние до пульсара, можно определить его z -координату в Галактике. Эти данные показывают, что пульсары образуют сильно уплотненную подсистему с толщиной в несколько сотен парсек. Манчестер и Тейлор (1980) предлагают следующую формулу для распределения пульсаров по z -координате в Галактике:

$$\rho(z) = \frac{1}{460} e^{-\frac{|z|}{230 \text{ пк}}} \text{ пк}^{-3}. \quad (8.VII)$$

Нормировка выбрана из условия $\int_{-\infty}^{+\infty} \rho(z) dz = 1$. В действительности эта формула применима лишь в окрестности Солнца. Из анализа наблюдательных данных следует, что пульсары распределены в диске Галактики неоднородно — по-видимому, их распределение носит кольцеобразный характер с максимальной плотностью в области 5 — 8 кпк от центра Галактики (Гусейнов и Юсифов, 1984).

Пространственная скорость радиопульсаров. Сравним распределение радиопульсаров по z -координате с распределением других объектов нашей Галактики. Характерная высота распределения ОВ-звезд (возможных предков радиопульсаров) составляет ~ 80 пк, а остатков вспышек сверхновых — еще меньше, ~ 60 пк (см. Лозинская, 1986). Как видим, толщина этих подсистем — возможных предков радиопульсаров — значительно меньше, чем у радиопульсаров. Как отметили впервые Ган и Острайкер (1970), такое отличие связано с большей дисперсией скоростей радиопульсаров (~ 100 км/с).

Действительно, измерение собственных движений радиопульсаров по небу показывает, что скорости некоторых пульсаров составляют много сотен километров в секунду.

Тангенциальная скорость позволяет оценить так называемый кинематический возраст пульсара:

$$t_k = \left| \frac{z}{\dot{z}} \right|. \quad (9.VII)$$

В предположении о максвелловском распределении скорости и случайном их направлении Ган и Острайкер (1970) нашли кинематический возраст $t_k \approx 10^6$ лет, что по крайней мере в несколько раз меньше динамического возраста пульсаров, определенного по замедлению их вращения t_d .

Следует, однако, подчеркнуть, что данные о собственных движениях, во-первых, статистически не полны, а во-вторых, подвержены сильному влиянию селекции — измеряются скорости тех пульсаров, которые движутся особенно быстро. Поэтому полученные данные нельзя прямо распространять на всю подсистему радиопульсаров. Так, в работе Тутукова и др. (1984) показано, что с учетом различных селекционных эффектов скорости подавляющего числа радиопульсаров оказываются существенно ниже 100 км/с.

Пульсары и двойные системы. Стабильность периода следования импульсов радиопульсаров намного выше, чем у рентгеновских пульсаров. Так, уклонение времени прихода импульсов от предвычисленного за несколько лет не превышает 1 мс. Это означает, что можно обнаружить периодическое движение вокруг барицентра с амплитудой ~ 300 км. В прин-

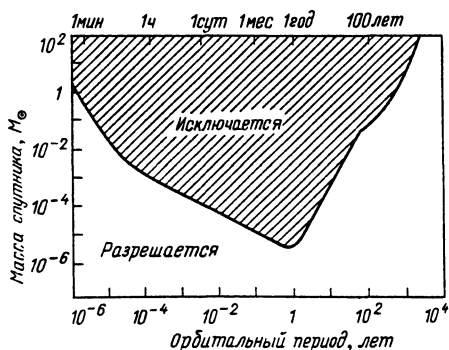


Рис. 89. Стабильность периодов радиопульсаров позволяет наложить ограничения на их двойственность. Двойные системы с параметрами, попадающими в заштрихованную область, исключаются (братья Лэмб, 1976)

ципе можно было бы обнаружить даже планету типа Земли, вращающуюся вокруг пульсара на расстоянии ~ 1 астрономической единицы. Тем не менее, за исключением четырех случаев, двойственность радиопульсаров не обнаружена. Ограничения, накладываемые наблюдениями на двойственность пульсаров, демонстрируются рис. 89 (Лэмб и Лэмб, 1976). Нет ни одного радиопульсара в паре с видимым компонентом. Четыре радиопульсара – PSR 1913 + 16, 0655 + 64, 0820 + 02 и 1953 + 29 – имеют спутники, которые ничем не проявляют себя в оптической области и, скорее всего, представляют собой вырожденные звезды (см. § 9 этой главы).

§ 2. Радиопульсары – эжектирующие нейтронные звезды

Итак, радиопульсары – это в подавляющем большинстве одиночные нейтронные звезды, так что окружающей средой для них является межзвездная среда. Это верно даже для тех четырех пульсаров, которые входят в состав двойных систем. Ясно, что их компаньоны не могут поставлять вещество в сколько-нибудь заметном количестве.

Оценим радиус Шварцмана (см. гл. III), на котором давление эжектируемого излучения и релятивистских частиц уравнивается с давлением межзвездной среды. Будем полагать, что вращательные потери полностью идут на излучение низкочастотных электромагнитных волн и релятивистских частиц. Тогда радиус Шварцмана определяется из равенства

$$\frac{L_{\text{rot}}}{4\pi R^2 c} = \rho_{\infty} v_{\infty}^2, \quad (10.VII)$$

где ρ_{∞} – плотность межзвездной среды, v_{∞} – скорость движения звезды. Подставляя сюда $L_{\text{rot}} = -I\omega\dot{\omega}$, получим

$$R_{\text{Sh}} \approx 10^{16} I_{45}^{1/2} \rho_{-24}^{-1/2} v_6^{-1} p^{-3/2} \dot{p}_{-15}^{1/2} \text{ см.} \quad (11.VII)$$

В то же время радиус гравитационного захвата R_G равен

$$R_G \approx 2,7 \cdot 10^{14} m_x v_6^{-2} \text{ см.} \quad (12.VII)$$

Как следует из рис. 86, изменение периода пульсаров $\dot{p} \gtrsim 10^{-18}$, так что $R_{\text{Sh}} > R_G$ и гравитация не играет существенной роли – радиопульсары действительно являются эжектирующими нейтронными звездами.

Если предположить, что вращательные потери пульсара описываются магнитодипольной формулой, то из равенства $R_{\text{Sh}} = R_G$ получаем