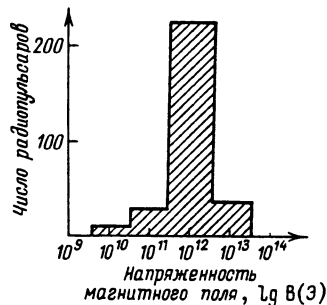


§ 6. Изменение периода радиопульсаров

Замедление пульсаров и их магнитные поля. Наблюдаемое увеличение периодов пульсаров — один из наиболее точно измеряемых астрономами эффектов. Однако теория этого явления до сих пор носит скорее качественный, а не количественный характер. Конечно, нет сомнений в природе торможения. Оно связано с диссипацией вращательной энергии замагниченной нейтронной звезды. Причиной диссипации является электромагнитное поле вращающейся звезды. Детали этой картины носят пока оценочный характер. По причинам, рассмотренным выше, многие (довольно различные)

Рис. 93. Распределение числа радиопульсаров по величине магнитного поля, определенной по магнитодипольной формуле. Радиус нейтронной звезды принят равным 10 км



модели явления приводят к одной и той же (по порядку величины) формуле торможения. В большинстве случаев закон торможения нейтронной звезды сводится к магнитодипольному:

$$\frac{dI\omega}{dt} = -\frac{2}{3} \frac{\mu^2 \omega^3}{c^3} \sin^2 \beta. \quad (52.VII)$$

Если пренебречь зависимостью от угла β в правой части и учесть, что величины ω и $\dot{\omega}$ наблюдаемы, а момент инерции не сильно отличается от значения $10^{45} \text{ г} \cdot \text{см}^2$ (см. гл. I), то этот закон позволяет оценить магнитный дипольный момент нейтронных звезд. На рис. 93 показана гистограмма распределения радиопульсаров по значениям магнитодипольного момента, построенная по данным каталога Манчестера и Тейлора (1981). Главная черта этого распределения состоит в следующем: большинство наблюдаемых радиопульсаров обладают магнитными дипольными моментами $\mu = 10^{30} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$, что соответствует полю $B = 10^{12} \text{ Э}$ для радиуса $R_x = 10 \text{ км}$. Однако разброс достаточно велик — от 10^{28} до $10^{31,5} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$. Оценки магнитного поля, полученные таким путем, представляются вполне разумными. Они находятся в великолепном согласии с оценкой магнитного поля аккрецирующих рентгеновских пульсаров, полученной по гиролиниям (§ 6 гл. V). С другой стороны, магнитные поля рентгеновских пульсаров, найденные по их периодам p и изменениям периода \dot{p} (§ 7 гл. V), в некоторых случаях значительно выше. Возможно, причина столь сильного различия нейтронных звезд — рентгеновских и радиопульсаров — заключается в гигантском эффекте селекции. Дело в том, что радиопульсары с большими магнитными полями быстрее замедляются и затухают (Шакура, 1975). Поэтому вероятность обнаружить среди них сильно замагниченные звезды мала. Наоборот, феномен аккрецирующего рентгеновского пульсара

требует значительного замедления вращения и тем вероятнее, чем больше магнитное поле нейтронной звезды.

Существуют ли другие механизмы замедления? Как уже отмечалось в § 2 этой главы, наблюдаемый индекс замедления (формула (4.VII)) для пульсара в Крабовидной туманности равен $n = 2,5$, а не $n = 3$, как следовало бы ожидать в случае магнитодипольного торможения. Это, хотя и небольшое, отличие требует объяснения. Скорее всего, понижение индекса связано с отличием структуры магнитного поля от чисто дипольной — силовые линии вытягиваются релятивистским ветром. В результате магнитное поле спадает к световому цилиндру более медленно. Индекс замедления n может также меняться из-за векового изменения угла β (Голдрайх, 1970; Мейен, 1974).

Наряду с такими "квазимагнитодипольными" механизмами рассматривались механизмы торможения совершенно иной природы. Острайкер и Ганн (1969) отметили, что на ранних стадиях эволюции, а точнее, на стадиях быстрого вращения существенный вклад в замедление нейтронной звезды может дать излучение гравитационных волн. Как известно (Ландау и Лифшиц, 1973), необходимым условием возникновения гравитационного излучения является изменение квадрупольного момента звезды со временем. Квадрупольный момент может возникать из-за искажающего влияния магнитного поля. В этом случае закон замедления имеет вид $\dot{\omega} \sim \omega^6$. Мощность излучения резко падает с уменьшением частоты, так что для подавляющего числа радиопульсаров гравитационное излучение несущественно. Квадрупольный момент может также возникать вследствие неустойчивости звезды бифуркационного типа (см. гл. I и гл. V). Этот эффект возможен только у быстро вращающихся нейтронных звезд с периодами $p \approx 10^{-3}$ с.

Оригинальный механизм диссипации вращательной энергии был предложен Хуангом и др. (1983). Как следует из теории электрослабых взаимодействий Вайнберга — Салама, ускоренно движущийся нейтрон должен излучать нейтрино. Например, нейтрон, вращающийся вокруг некоторой оси, будет излучать нейтрино так же, как электрон, вращающийся вокруг силовой линии, излучает кванты света (синхротронное излучение). Согласно современным представлениям (§ 3 гл. I) внутри сверхтекучей компоненты нейтронной звезды возникают квантовые вихри (вытянутые вдоль оси вращения звезды). Участвуя в вихревом движении, нейтроны будут излучать нейтрино, которые, покидая нейтронную звезду, уносят и энергию, и вращательный момент. Поскольку возбуждение вихрей связано с общим вращением, ясно, что излучение нейтрино будет приводить к торможению нейтронной звезды. К сожалению, оценка эффективности этого механизма крайне ненадежна — она содержит ряд неизвестных параметров, сильно влияющих на конечный результат. Тем не менее, авторы находят наблюдательные подтверждения своей модели (см. также Малов, 1985). Однако есть сомнения в том, что этот механизм дает реальный вклад во вращательные потери нейтронных звезд. Тормозящий момент в рассматриваемой модели оказывается независимым от частоты. Это "неприятное" свойство позволяет "закрыть" механизм без детального теоретического рассмотрения. Очевидно, что такой же механизм должен был бы работать и для аккрецирующих рентгеновских пульсаров. Но это противоречит

наблюдениям. Все рентгеновские пульсары находятся в равновесном состоянии. Но равновесие невозможно, если тормозящий момент сил не зависит от частоты (см. § 3 гл. V).

Эпизоды ускорения и внутренняя структура нейтронных звезд. Вскоре после открытия сбоя процесса замедления радиопульсаров (см. рис. 3) Бейм и др. (1969) поставили вопрос об использовании этого явления для анализа внутренней структуры нейтронных звезд. В рамках простой двухкомпонентной модели (сверхтекучая и нормальная компоненты) изменение вращательного момента нейтронной звезды описывается системой уравнений (90.V). Для радиопульсаров $\dot{\omega}$ между сбойми отрицательно и с большой точностью постоянно. В этих условиях "стационарное" решение системы (90.V) имеет вид

$$\dot{\omega}_s = \dot{\omega}_c, \quad (53.VII)$$

$$\omega_s - \omega_c = \frac{I_s}{I_c} \frac{\tau_c}{t_{sd}} \omega_c.$$

Напомним, что индексы "s" и "c" относятся соответственно к сверхтекучей и нормальной компоненте, τ_c — характерное время обмена вращательным моментом между корой и сердцевиной, $t_{sd} = p/\dot{p}$ — характерное время замедления. Как видим, в нормальном состоянии кора вращается чуть медленнее. Однако явление сбоя замедления показывает, что время от времени такая стационарная картина нарушается. Так, например, у пульсара в созвездии Парусов увеличение частоты сопровождалось скачком $\Delta\dot{\omega} \approx 10^{-2} \dot{\omega}$. Бейм и др. (1969) связали это явление с быстрой перестройкой твердой коры — звездотрясением. Качественно причина возникновения звездотрясений кажется вполне естественной. Вследствие вращения звезда

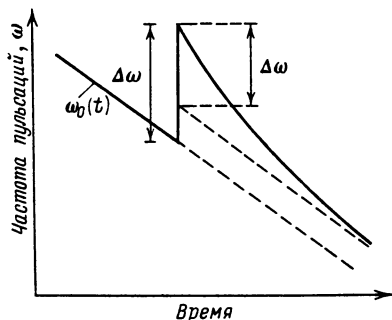


Рис. 94. Изменение частоты вращения нейтронной звезды при скачкообразном изменении момента инерции в рамках двухкомпонентной модели (Манчестер и Тейлор, 1980)

немного "сплющена" вдоль полюсов. Твердая кора старается "запомнить" свою форму. Но по мере замедления уменьшаются центробежные силы. Нагрузка на экваториальные части растет, и в некоторый момент кора трескается. Резко уменьшается момент инерции коры I_c , ускоряется ее вращение. Однако сверхтекучая компонента "узнает" об этом лишь через время τ_c . Сверхтекучая компонента отбирает момент у коры, замедляя ее вращение. Происходит релаксация к прежнему значению $\dot{\omega}$, но на другой частоте ω (рис. 94). Приблизительно из уравнения (90.V) можно получить, что относительное изменение скорости замедления коры (которое и

наблюдается) равно

$$\frac{\Delta \dot{\omega}_c}{\dot{\omega}_c} \approx \frac{\Delta \omega}{\omega} \frac{t_{sd}}{\tau_c} \left(1 - \frac{\Delta I_s}{I_s} \frac{I_c}{\Delta I_c} \right), \quad (54.VII)$$

где ΔI_s и ΔI_c — изменение момента инерции сверхтекучей и нормальной компоненты. При звездотрясениях $\Delta I_s \ll \Delta I_c$ и, соответственно, $\Delta \dot{\omega}_c / \dot{\omega}_c \gg \Delta \omega / \omega$. Полное решение системы (90.V) после скачка описывается формулой

$$\omega_c(t) = \omega_0(t) + \Delta \omega_s [1 - Q(1 - e^{-t/\tau_d})], \quad (55.VII)$$

где

$$\tau_d = \tau_c \frac{I_s}{I}, \quad (56.VII)$$

$$Q = \frac{(\Delta \dot{\omega}_c)^2}{\Delta \dot{\omega}_c \cdot \Delta \omega} = \frac{I_s}{I} \left(1 - \frac{\Delta I_s \cdot I_c}{\Delta I_c \cdot I_s} \right) \approx \frac{I_s}{I}.$$

В принципе построенная модель неплохо описывает сбои, наблюдавшиеся у пульсаров в Крабовидной туманности и созвездии Парусов. Анализ наблюдений позволяет даже утверждать, что у пульсара в Крабовидной туманности относительная доля сверхтекучей компоненты значительно выше ($Q \approx 1$), чем у пульсара в Парусах.

Но модель звездотрясений не объясняет слишком высокую частоту появления сбоев периода. За несколько лет (а именно таков характерный промежуток между скачками) кора не в состоянии накопить соответствующие деформации. Поэтому была высказана идея ядротрясений (Пайнс и др., 1972). Ядро, обладая гораздо более высокой жесткостью, может накапливать и более высокие напряжения деформации. Перспективной выглядит идея объяснения мелких флуктуаций периода "выпадениями" сверхтекучих вихрей на стенки (кору) звезды (Пайнс и Шахам, 1972).

§ 7. Эволюция радиопульсаров

Здесь мы рассмотрим следующие вопросы:

- 1) какие объекты являются прародителями радиопульсаров;
- 2) как долго и по каким законам радиопульсары живут;
- 3) что происходит с нейтронной звездой после окончания стадии радиопульсара.

Эти вопросы являются частью одной общей проблемы — проблемы исследования эволюции нейтронных звезд. Общий подход к анализу такой эволюции будет нами рассмотрен в гл. X.

Происхождение и возраст пульсаров. Радиопульсары пока являются единственным надежно отождествленным классом эжектирующих нейтронных звезд. Тот факт, что радиопульсары сосредоточены в относительно тонком (толщиной ~ 400 пк) слое диска Галактики, говорит о том, что пульсары генетически связаны со звездами плоской составляющей Галактики. По-видимому, значительная часть радиопульсаров рождается с малыми периодами. На это указывают обнаруженные свойства молодых нейтронных