

изменения сечения рассеяния в магнитном поле, поляризации вакуума и образования giroлиний в спектре излучения.

Вид спектра большинства рентгеновских пульсаров указывает на то, что важную роль в его формировании играет комптонизация в радиационно-доминированной ударной волне. Напомним, что важность комптонизации при формировании спектра аккрецирующих нейтронных звезд отмечалась Зельдовичем и Шакурой (1969) (гл. II). Комптонизация излучения подробно исследовалась Сюняевым и Титарчуком (см. обзор Позднякова и др., 1982). Образование спектров излучения в радиационно-доминированной ударной волне, прозрачной по истинному поглощению, исследовалось Любарским и Сюняевым (1982). Там детально рассмотрена судьба энергии в сценарии течения, предложенном Баско и Сюняевым (1976). Торможение плазмы происходит в результате рассеяния фотонов на движущихся вместе с плазмой электронах. Фотоны набирают энергию за счет эффекта Доплера. А затем, когда их энергия станет достаточно большой, существенная часть ее будет отдаваться электронам (комpton-эффект). Практически вся кинетическая энергия падающей плазмы заключена в протонах. За счет кулоновских сил они "тащат" электроны сквозь фотонный газ, нагревая его и электроны, но сами "греются" только в последнюю очередь, за счет столкновений с электронами (Любарский и Сюняев, 1982).

На рис. 70 приведены характерные спектры, формирующиеся в радиационно-доминированных ударных волнах. Спектры характеризуются малыми спектральными индексами в законе $I \sim \nu^{-\alpha}$ ($0 < \alpha < 1$) и экспоненциальным завалом при $h\nu \gtrsim 100$ кэВ. Решение, полученное Любарским и Сюняевым (1982), применимо либо в случае слабых полей ($\sim 10^{11}$ Э), либо в сильных полях, для которых giroчастоты выше, чем частоты излучения (это соответствует полям $\gtrsim 10^{13}$ Э).

У ряда рентгеновских источников наблюдаются эмиссионные линии FeXXIV. Образование таких линий на альвеновской поверхности рассмотрено Баско (1978).

§ 7. Периоды и изменение периодов рентгеновских пульсаров

Из характеристик рентгеновских пульсаров наиболее точно измеряются периоды и скорости изменения периодов. Периоды рентгеновских пульсаров лежат в широком интервале от десятков миллисекунд до тысяч секунд. Распределение по периодам (при всей его неполноте) позволяет сделать вывод, что большинство пульсаров имеют долгие (более ~ 100 секунд) периоды (см. табл. 7). Такие периоды характерны скорее для белых карликов, чем для нейтронных звезд. Поэтому возникает вопрос, а действительно ли эти рентгеновские пульсары являются нейтронными звездами? Ответить на этот вопрос помогают следующие свойства рентгеновских пульсаров.

Периоды пульсаров (после вычитания орбитального движения) остаются непостоянными (рис. 71) и изменяются с характерными временами от нескольких десятков лет (у долгопериодических пульсаров) до нескольких сотен тысяч лет. В § 4 была сделана оценка максимального ускорения аккрецирующей нейтронной звезды. Анализируя структуру формулы предельного ускорения (63.V), замечаем, что для нейтронных звезд ускоре-

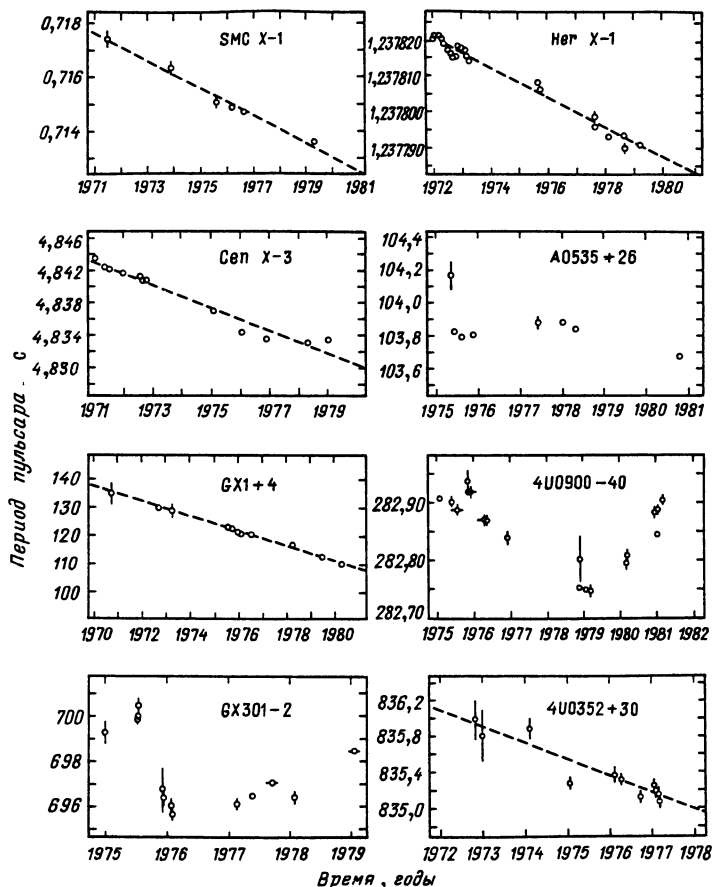


Рис. 71. Изменение периодов рентгеновских пульсаров (Раппапорт и Джосс, 1983)

ние $|\dot{p}_{su}|_{\max}$ примерно в 100–1000 раз больше, чем для белых карликов. На рис. 10 (Липунов, 1981) показан график зависимости $|\dot{p}_{su}|_{\max}$ от параметра p^7/L^3 . Сравнение теоретического верхнего предела с наблюдаемыми значениями ускорения пульсаров не оставляет сомнений в том, что эти рентгеновские пульсары являются аккрецирующими нейтронными звездами, а не белыми карликами.

Изменение периода пульсаров носит довольно хаотический характер. Однако в среднем (это верно для большинства пульсаров, у которых измерены \dot{p}) пульсары ускоряются. Возникают три важнейших вопроса, на которые должна ответить теория рентгеновских пульсаров:

1. Чем объясняется наблюдаемое распределение пульсаров по периодам?
2. Долгопериодические пульсары ($p \gtrsim 100$ с) являются компонентами массивных звезд, время жизни которых $\sim 10^7$ лет. Если предположить, что нейтронные звезды рождаются с малыми периодами (см. § 2 гл. X), то время торможения до периода ~ 100 с по магнитодипольному закону

(12.III) при стандартном поле $\mu_{30} \approx 1$ оказывается существенно больше времени жизни нормального компонента: $\geq 10^7$ лет. Возникает парадокс: нейтронные звезды не успевают замедляться до столь больших периодов за время жизни нормального компонента (Викрамасинг и Уилан, 1975).

3. Почему в среднем большинство пульсаров ускоряются?

Равновесие рентгеновских пульсаров. Изменение вращательного момента аккрецирующей нейтронной звезды связано с ускоряющим и замедляющим моментами сил:

$$\frac{dI\omega}{dt} = K_{su} - K_{sd}. \quad (76.V)$$

Пусть \dot{p}_{su} – ускорение вращения в отсутствие замедляющих моментов сил $K_{sd} = 0$ и наоборот, \dot{p}_{sd} – замедление вращения при $K_{su} = 0$. Тогда можно написать:

$$\dot{p} = \dot{p}_{su} + \dot{p}_{sd}. \quad (77.V)$$

В § 4 этой главы было показано, что действие этих моментов сил приводит аккрецирующую звезду в равновесное состояние, в котором $\dot{p} = 0$. Такое строгое равновесие могло бы осуществиться только в том случае, когда внешние параметры (например, темп аккреции) остаются неизменными.

В действительности перетекание вещества в двойной системе подвержено различным хаотическим изменениям, которые могут быть связаны со свойствами нормальной звезды. Изменение темпа аккреции меняет и приток вращательного момента. Поэтому описанное в § 4 равновесие в реальной двойной системе может поддерживаться лишь в среднем. Следовательно, изменение периода должно приближаться к нулю лишь при усреднении за достаточно длинный промежуток времени:

$$\langle \dot{p} \rangle = 0. \quad (78.V)$$

У пульсаров должно наблюдаться изменение знака \dot{p} – переход с ускоре-

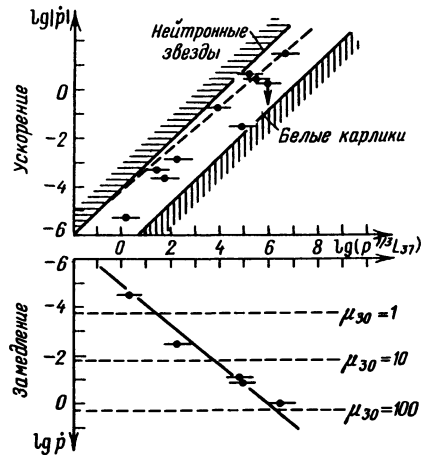


Рис. 72. Зависимость темпа ускорения и замедления рентгеновских пульсаров от наблюдаемых характеристик пульсаров. Верхняя (заштрихованная) область соответствует максимальному ускорению для нейтронной звезды, нижняя – для белого карлика (Липунов, 1981 а)

ния на замедление, и наоборот (Липунов и Шакура, 1976). Такие скачки \dot{p} обнаружены к настоящему времени у пяти рентгеновских пульсаров, что само по себе является сильнейшим аргументом в пользу того, что они находятся в равновесном состоянии. Из (77.V) и (78.V) следует, что скорость изменения периода во время эпизодов замедления должна коррелировать с темпом ускорения (Липунов, 1981а):

$$|\dot{p}_{sd}| \sim |\dot{p}_{su}|. \quad (79.V)$$

Корреляция (79.V) действительно подтверждается наблюдениями (рис. 72). Это убеждает нас в том, что периоды пульсаров близки к их равновесному значению. Само значение равновесного периода p_{eq} сильно зависит от режима аккреции (формулы (72.V) и (73.V)).

Качественно ясно, что равновесный период тем больше, чем больше тормозящий нейтронную звезду момент сил и чем меньше ускоряющий момент сил. В соответствии с этим есть два пути объяснения больших значений периодов пульсаров: либо считать, что в случае долгопериодических пульсаров по каким-то причинам замедляющие моменты сил велики, либо ускоряющие моменты малы. Шакура (1975) предположил, что долгопериодические пульсары обладают сверхсильными магнитными полями $\sim 10^{14}$ Э. Альтернативное объяснение было дано Баско и Сюняевым (1976), которые считали, что ускоряющий момент в случае прямой аккреции из звездного ветра мал и пульсар будет замедляться до периодов в сотни и тысячи секунд.

Первое объяснение, несмотря на свою нетривиальность, кажется более предпочтительным. Если мы примем его, то станет ясно, как нейтронные звезды успевают замедляться до таких больших периодов (велик замедляющий момент — мало время замедления).

Выпишем приближенное выражение для равновесного периода, соответствующее аналитической модели ускоряющих и замедляющих моментов сил (6.V) $\epsilon = 0,45$; $\kappa_r = 1/3$; $\eta_k = 1/4$:

$$p_{eq} \approx 1\mu_{30}^{6/7} L_{37}^{-3/7} \text{ с, "диск"}, \quad (80.V)$$

$$p_{eq} \approx 20\dot{M}_{-6}^{-1/2} \varphi(m)^{-1/2} L_{37}^{-1} T_{10}^{-1/6} \mu_{30} \text{ с, "квазисферическая аккреция"}.$$

Отметим, что в случае дисковой аккреции гравимагнитный параметр однозначно связан с равновесным периодом:

$$y \approx 10^{-43} p_{eq}^{-7/3} \text{ с/см}^5. \quad (81.V)$$

Из (80.V) видно, что долгопериодический пульсар со светимостью $L_x = 10^{36} - 10^{37}$ эрг/с может образоваться в режиме дисковой аккреции только в том случае, если нейтронная звезда обладает достаточно большим полем: $\mu_{30} \approx 100$.

Веский аргумент в пользу гипотезы о равновесии рентгеновских пульсаров был высказан Гошем и Лэмбом (1979а). У пульсара Her X-1 характерное время ускорения с 1970 по 1980 гг. было $t_{su} = |p/\dot{p}| \approx 300\,000$ лет. В то же время, если бы он только ускорялся (из аккреционного диска), а замедляющие моменты сил равнялись бы нулю, время ускорения

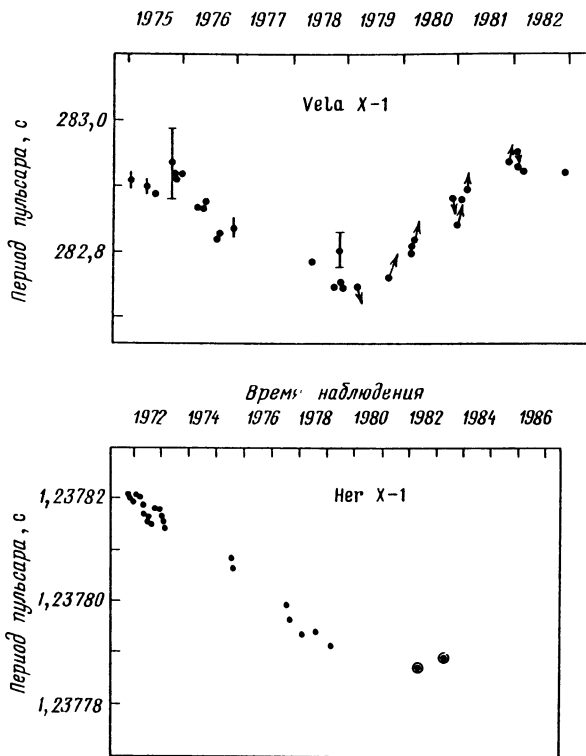


Рис. 73. Наблюдения 80-х годов показали, как и ожидалось, что периоды рентгеновских пульсаров в среднем не меняются. Последние точки соответствуют наблюдениям с борта японских спутников "Хакучо" и "Тенма"

было бы:

$$|\dot{p}/\dot{p}_{su}| \approx 8000 \text{ лет.}$$

Пульсар Her X-1 ускоряется примерно в 40 раз медленнее, чем ему полагается при "чистом" ускорении из диска при стандартном магнитном поле. Следовательно, можно утверждать, что в случае Her X-1 ускоряющие и замедляющие моменты сил уравниваются с точностью до $\sim 1/40$.

Наконец, равновесие пульсаров является естественным следствием их эволюции — в этом прямо убеждают модельные расчеты (гл. X). Кратко эволюционные аргументы сводятся к следующему. Среди общего числа рентгеновских пульсаров есть большая часть таких, которые ускоряются с характерным временем ~ 100 или ~ 1000 лет. Если бы это было монотонное ускорение, а не эпизодическое, то вероятность застать пульсар на этой стадии была бы в $10^2 - 10^3$ раз меньше, чем в равновесном состоянии (в нем он проводит $\geq 10^5$ лет). Ясно, что "концы с концами не сходятся". Ускорение — это эпизод в жизни пульсара.

Наблюдения рентгеновского излучения пульсаров Vela X-1 и Her X-1 с борта японских спутников "Тенма" и "Хакучо" и европейского спутни-

ка "EXOSAT"*) показали, что эти пульсары, практически монотонно ускоряющиеся в течение первых десяти лет, вдруг начали замедляться, так что за 2—3 года они полностью восстановили свой прежний период десятилетней давности (рис. 73). Произошло то, что и должно было произойти.

Магнитные поля рентгеновских пульсаров. Положение циклотронных линий в спектре пульсара позволяет определить напряженность магнитного поля вблизи магнитного полюса нейтронной звезды. К настоящему времени циклотронные линии обнаружены лишь у трех пульсаров (а надежно — у одного Her X-1). Анализ процессов ускорения и замедления нейтронных звезд показывает, что скорость изменения периода рентгеновского пульсара, да и само значение периода пульсара содержат в себе информацию о магнитном поле нейтронной звезды (точнее, о ее дипольном магнитном моменте).

Метод измерения магнитного поля (с помощью хронометра) на основании гипотезы о равновесном состоянии с использованием соотношения типа (80.V) был предложен Липуновым и Шакурой (1976). Гош и Лэмб (1979а, б) изобрели другой путь — оценку магнитного поля по изменению периода \dot{p} . В основу были положены численные модели ускорения и замедления нейтронной звезды за счет действующих моментов сил. Однако Гош и Лэмб использовали только данные об ускорениях рентгеновских пульсаров. А в этом случае, во-первых, нельзя однозначно получить значение магнитного дипольного момента, во-вторых, ускорение нейтронной звезды крайне слабо зависит от ее магнитного поля. В случае дисковой аккреции (см. формулу (67.V)): $\dot{p} \sim \sqrt{R_d} \sim \mu^{2/7}$. При квазисферической аккреции \dot{p}_{su} вообще не зависит от магнитного дипольного момента звезды (формула (67.V)). Если учесть еще экспериментальные ошибки, то становится ясно, что такие оценки являются крайне грубыми.

В табл. 8 мы приводим значения магнитного дипольного момента, определенные по формулам (72.V) и (73.V), исходя из гипотезы о равновесии. Данные о \dot{p} можно использовать для независимого контроля. Используя данные о замедлении, можно выбрать правильное значение магнитного дипольного момента (Липунов, 1982в) (рис. 74).

Обратим внимание на два обстоятельства. Во-первых, магнитный дипольный момент рентгеновского пульсара Her X-1, $\mu \approx 6 \cdot 10^{29} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$, согласуется с независимой оценкой напряженности магнитного поля $B_0 \approx (3-5) \cdot 10^{12} \text{ Э}$ при радиусе нейтронной звезды $R_x \approx 6-7 \text{ км}$. Учитывая приближенный характер оценок, согласие кажется удовлетворительным. Во-вторых, магнитное поле долгопериодических пульсаров действительно оказалось значительно выше стандартного: $\mu \approx 10^{32} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$. Если принять радиус нейтронной звезды равным $R_x = 10 \text{ км}$, то для напряженности на магнитном полюсе получаем оценку $\mu \approx 10^{13,5} - 10^{14,5} \text{ Э}$. Это существенно выше критического значения $\sim 4,3 \cdot 10^{13} \text{ Э}$ и больше магнитных полей радиопулсаров. Последнее, однако, не является неожиданным (см. § 6 гл. VII).

*) Тенма — Пегас, Хакучо—Лебедь (япон.), EXOSAT—X-ray Observatory Satellite — рентгеновский астрономический спутник (англ.).

Т а б л и ц а 8

Магнитные поля рентгеновских пульсаров

Пульсар	Магнитный дипольный момент в ед. $10^{30} \text{ Э} \cdot \text{см}^3$			
	Гош и Лэмб (1979)		Липунов (1982 в)	
	Медленный ротатор	Быстрый ротатор	Дисковая аккреция	Звездный ветер без диска
SMC X-1	0,50	0,50	1,0	4,7 [*])
Her X-1	—	0,47	0,6	—
4U 0115 + 63	$3 \cdot 10^{-3} (?)$	1,4	3,5	1 — 2
Cen X-3	$10^{-2} (?)$	4,5	5,7	2
A 0535 + 26	3,3	148	150	30
GX 1+4	0,93	170	180	?
GX 304 — 1	—	—	140	?
Vela X-1	—	86	120	3*
2S 1145 — 62	—	—	260(?)	?
1E 1145 — 61	—	—	260(?)	?
A 1540 — 53	—	—	430	20
GX 301 — 2	0,3	394	1000*	110
X Per	4,8	4,8	35	—

^{*}) Менее вероятное значение.

В § 4 отмечалось, что в случае ускорения из диска реализуется своеобразное катастрофическое равновесие. Из-за того, что равновесный период p_{eq} близок к критическому p_A , т.е. радиус диска близок к радиусу коротации, небольшое изменение в темпе аккреции приводит к катастрофическому (на несколько порядков) изменению светимости пульсара. Модель магнитосферы рентгеновского пульсара, находящегося вблизи равновесного периода, показана на рис. 75. Интересно, что в огромном динамическом диапазоне изменения рентгеновской светимости пульсара (в сторону уменьшения) значение \dot{p} остается постоянным и положительным (Липунов, 1987б).

Почему рентгеновские пульсары в среднем ускоряются? Наблюдения показывают, что вариации периода следования импульсов происходят в широчайшем диапазоне характерных времен — от нескольких часов до 10–15 лет (максимальное время наблюдения). По-видимому, вариации происходят и на более длительных промежутках времени. Как видим, имеются веские аргументы в пользу того, что в среднем пульсары находятся в равновесном состоянии. В то же время большинство пульсаров после полного усреднения по имеющемуся в нашем распоряжении времени оказались ускоряющимися (хотя и медленнее, чем ожидалось бы при полном отсутствии замедляющих моментов сил).

Были предложены три объяснения этого явления. Первое — это чистый эффект селекции. Нейтронная звезда ускоряется, пока идет аккреция, т.е. пока пульсар работает, замедляется же она в режиме "пропеллера", т.е. когда светимость падает в сотни раз. Ясно, что увидеть ускоряющийся



Аккреция без образования диска

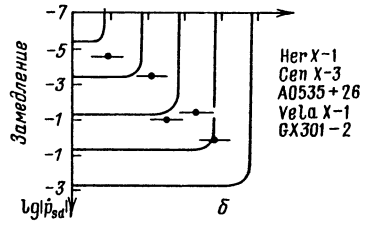
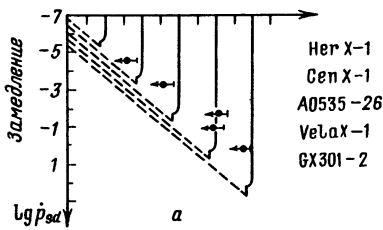
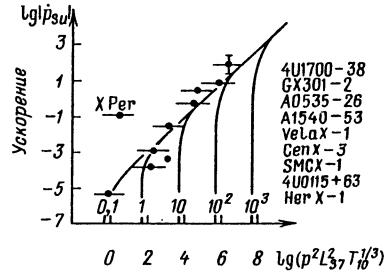
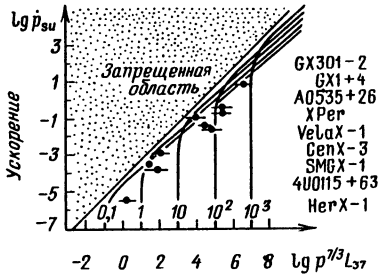
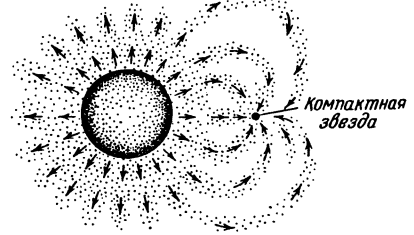


Рис. 74. Зависимость ускорения и замедления пульсаров для двух режимов аккреции от наблюдаемых параметров рентгеновских пульсаров. Точками показаны экспериментальные данные. Сплошные линии соответствуют аналитической модели момента сил (формулы (66.V)) для различных значений магнитного дипольного момента (указан цифрами в единицах 10^{30} Э·см³)

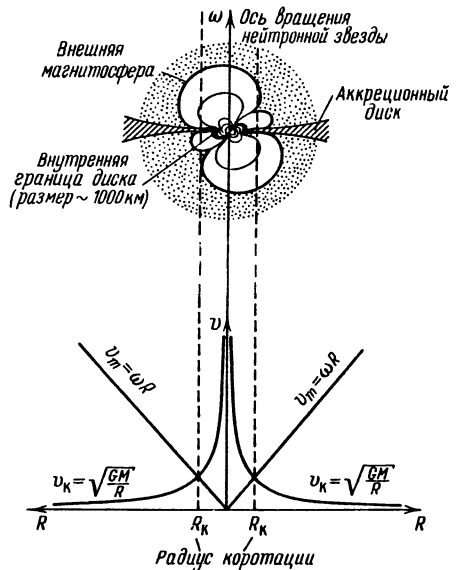


Рис. 75. Строение магнитосферы рентгеновского пульсара

пульсар легче, чем замедляющуюся нейтронную звезду. Второе объяснение было предложено Гошем и Лэмбом (1979а, б). Согласно модели ускоряющих и замедляющих моментов сил пульсары могут как ускоряться, так и замедляться. Однако если процессы идут несимметрично, т.е. пульсар быстрее замедляется, чем ускоряется, то и вероятность обнаружить пульсар на стадии ускорения больше. Наконец, Сюняев и Шакура (1977) отмечали, что период равновесного пульсара может меняться за счет эволюции оптического компонента. Ясно, однако, что такие эволюционные изменения (они, конечно, должны быть) имеют слишком большую шкалу времени: $10^4 - 10^6$ лет. Наблюдаемое же время ускорения — $10^2 - 10^3$ лет.

По-видимому, работают два первых механизма.

Рассмотрим флуктуации периода нейтронной звезды, следуя работе Липунова (1987а). Пусть изменение угловой скорости аккрецирующей звезды происходит под действием случайного момента сил:

$$\frac{d\omega}{dt} = F(\omega) + \Phi, \quad (82.V)$$

где $F(\omega)$ — некоторый постоянный вращательный момент, Φ — флуктуирующий момент сил, причем такой, что среднее значение его равно нулю:

$$\langle \Phi \rangle = 0.$$

Будем также считать, что "сила" потенциальна:

$$F(\omega) = -\nabla_{\omega} V,$$

где V — скалярный потенциал (см. § 4 этой главы). Уравнение (82.V) суть уравнение Ланжевена для случайного движения в пространстве частот (см., например, Хакен, 1980). Пусть вероятность того, что ротатор будет иметь частоту ω , описывается функцией $f(\omega)$. В рассматриваемой ситуации функция $f(\omega)$ удовлетворяет уравнению Фоккера—Планка (см. Зельдович и Мышкис, 1973; Хакен, 1980):

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{dfF(\omega)}{d\omega} + D \frac{\partial^2}{\partial \omega^2} f, \quad (83.V)$$

где D — коэффициент "диффузии", определяемый корреляцией случайной силы Φ :

$$\langle \Phi(t) \Phi(t') \rangle = 2D \delta(t - t'). \quad (84.V)$$

Стационарное решение уравнения (83.V) имеет вид

$$f(\omega) = N e^{-\frac{V(\omega)}{D}}, \quad (85.V)$$

где N определяется из условия нормировки:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} f(\omega) d\omega = 1. \quad (86.V)$$

Для аккрецирующей звезды скалярный потенциал можно представить в виде (см. (69.V))

$$V(\omega) = \begin{cases} A_1(\omega^3 - \omega_{eq}^3) - B_1(\omega - \omega_{eq}), & \omega \geq 0 \\ A_1(-\omega^3 - \omega_{eq}^3) - B_1(\omega - \omega_{eq}), & \omega < 0, \end{cases} \quad (87.V)$$

где

$$A_1 = \frac{\kappa_t \mu^2}{3GM_x I}; \quad B_1 = \frac{\langle M k_{su} \rangle}{I_1}; \quad \omega_{eq} = \sqrt{\frac{B_1}{3A_1}}.$$

Здесь $\omega_{eq} = 2\pi/p_{eq}$ — равновесная частота, k_{su} — удельный ускоряющий вращательный момент в аккрецируемом веществе. На рис. 76 показано распределение вероятности по частоте. Видно, что оно несимметрично относительно равновесной частоты (несимметричен потенциал).

Введем безразмерную частоту

$$x \equiv \frac{\omega - \omega_{eq}}{\omega_{eq}}.$$

Тогда распределение (85.V) примет вид

$$f(x) = \begin{cases} Ne^{-\gamma(x^3 + 3x^2)}, & x \geq -1, \\ Ne^{\gamma(x^3 + 3x^2 + 6x + 2)}, & x < -1, \end{cases} \quad (88.V)$$

где

$$\gamma \equiv \frac{2A_1 \omega_{eq}^3}{D} = \frac{2B_1 \omega_{eq}}{3D}.$$

Величину γ можно оценить так:

$$\gamma \approx \frac{t_{su}}{\Delta t},$$

где t_{su} — характерное время ускорения пульсара в отсутствие замедляющих

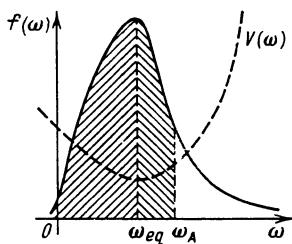


Рис. 76. Функция распределения вероятности несимметрична относительно равновесной частоты

моментов, Δt — характерное время, за которое существенно меняется значение \dot{p} . При больших γ ($\gamma \gg 1$) форма распределения практически симметрична:

$$f(x) = \sqrt{\frac{3\gamma}{\pi}} e^{-\gamma(x^3 + 3x^2)}, \quad x \geq -1. \quad (89.V)$$

Асимметрия появляется, когда γ невелико.

Отношение числа аккрецирующих пульсаров с $\omega < \omega_{eq}$ к числу пульсаров с $\omega > \omega_{eq}$ равно

$$\frac{N_+}{N_-} = \frac{\int_0^{x_A} e^{-\gamma(x^3 + 3x^2)} dx}{\int_{-\infty}^{-1} e^{\gamma(x^3 + 3x^2 + 6x + 2)} dx + \int_{-1}^0 e^{-\gamma(x^3 + 3x^2)} dx},$$

где

$$x_A = (\omega_A - \omega_{eq})/\omega_{eq}, \quad \omega_A = 2\pi/p_A.$$

Таким образом, наблюдаемое превосходство ускоряющихся в среднем рентгеновских пульсаров есть следствие а) близости критических частот ω_A и ω_{eq} ; б) асимметрии скалярного потенциала $V(\omega)$.

Значение γ можно оценить для каждого рентгеновского пульсара по наблюдаемым флуктуациям периода (на это обратил наше внимание М.Е. Прохоров). При $x \rightarrow 0$ приближенно получается, что

$$\gamma \approx \frac{1}{3x^2}.$$

Вообще, введение скалярного потенциала $V(\omega)$ позволяет взглянуть на аккрецирующие нейтронные звезды с позиций синергетики (Липунов, 1987а).

Быстрая флуктуация периодов и внутренняя структура нейтронных звезд. До сих пор, рассматривая изменение вращательного момента нейтронной звезды, мы полагали, что она вращается как твердое тело. Это было справедливо, пока нас интересовали процессы, протекающие за время, существенно превышающее характерное время взаимодействия коры и сверхтекучей сердцевины нейтронной звезды (τ_c).

Бейм и др. (1969) предложили простую двухкомпонентную модель, в которой момент инерции сверхтекучей компоненты — I_s , и момент инерции коры — I_c :

$$\begin{aligned} I_c \dot{\omega}_c &= K(t) - I_c(\omega_c - \omega_s)/\tau_c, \\ I_s \dot{\omega}_s &= I_c(\omega_c - \omega_s)/\tau_c. \end{aligned} \quad (90.V)$$

Как показали Лэмб и др. (1978а, б), при отсутствии внутренних источников вращательного момента (они могли бы возникнуть при разрушении сверхтекучих вихрей) важную информацию о структуре нейтронной звезды содержит спектр мощности вариаций частоты вращения пульсара. Если внешние возмущения происходят очень быстро (по сравнению с τ_c), то нейтронная звезда реагирует на них как твердое тело с моментом инерции I_c . Наоборот, когда возмущения очень медленные, нейтронная звезда реагирует на них как твердое тело с моментом инерции $I_s + I_c = I$. Спектральный анализ флуктуаций скорости вращения рентгеновских пульсаров открывает возможность зондировать недра нейтронных звезд (см. Лэмб, 1979).

§ 8. Переменность рентгеновских источников. Транзиенты

Временное поведение рентгеновских источников столь разнообразно, насколько это вообще возможно. Флуктуации блеска (периодические, квазипериодические и случайные) происходят за самое разное время — от миллисекунд до десятков лет. Весь этот интервал более или менее равномерно заполнен. И неудивительно — слишком много причин для этого. Уравнения магнитной гидродинамики в гравитационном поле необычайно богаты различными нестационарными решениями. К этому добавляется