ностью и при столь большой температуре, что вся энергия уносится нейтрино. Действительно, приравнивая давление излучения давлению магнитного поля

$$u/3 = B^2/8\pi, \tag{58.V}$$

находим ($u = aT^4$), что при $B \gtrsim 2 \cdot 10^{13}$ Э поле будет сдерживать плазму с излучением при температуре $T \gtrsim 9 \cdot 10^9$ К. При плотностях $\sim 10^5 - 10^6$ г/см$^3$, которые характерны для рассматриваемых условий, основной вклад в скорость нейтринных потерь дает процесс аннигиляции электрон-позитронных пар (Бодэ и др. 1967):

$$e^+ + e^- \to \nu_e + \tilde{\nu}_e. \tag{59.V}$$

Скорость излучения единицы объема

$$\epsilon_\nu \approx 10^{24} \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с});$$

она не зависит от плотности вещества.

Формирование спектра излучения полярной колонки рассмотрено в § 7.

В заключение отметим ряд работ, в которых проводилось исследование течения в полярной колонке: Иное, 1975; Шапиро и Солпитер, 1975; Ванг и Франк, 1981; Лангер и Раппапорт, 1981; Морфил и др., 1984.

## § 3. Ускорение, замедление и вынужденная прецессия аккрецирующих звезд

Ускорение и замедление аккрецирующей звезды определяется обменом вращательным моментом между аккрецируемым веществом и звездой. Этот обмен осуществляется посредством электромагнитных сил в альвеновской зоне.

**Ускоряющий момент**. Аккрецирующие нейтронные звезды могут ускорять свое вращение в двойных системах, где захваченное вещество обладает орбитальным вращением (Шварцман, 1970г). В случае дисковой аккреции ускоряющий момент сил может быть представлен как поток вращательного момента, переносимого с последней кеплеровской орбиты (Прингл и Рис, 1972):

$$K_{su}(d) = \dot{M}\sqrt{GM_x R_d}. \tag{60.V}$$

Эта оценка тем лучше "работает", чем уже переходная зона, в которой тормозится аккрецируемое вещество.

Если аккреционного диска нет и вещество прямо захватывается из звездного ветра, то можно воспользоваться оценкой (85.II) (Дэвидсон и Острайкер, 1973; Илларионов и Сюняев, 1975):

$$K_{su}(w) = \dot{M}\eta_k \Omega R_G^2, \tag{61.V}$$

причем $K_{su}(d) \geqslant K_{su}(w)$. Если бы было наоборот, то вокруг звезды сформировался бы аккреционный диск, а "лишний" вращательный момент был бы унесен турбулентной вязкостью.

Последнее соображение подсказывает нам, что независимо от режима аккреции существует верхний предел ускоряющего звезду момента сил. Легко убедиться в том, что значение максимального момента сил равно

(Липунов, 1981)

$$K_{su}(\max) = \dot{M}\sqrt{GM_x R_c}\ . \qquad (62.V)$$

Если бы вещество имело существенно больший момент, то оно не проникало бы под радиус коротации и не смогло бы передать свой момент звезде.

Вещество, упавшее на поверхность нейтронной звезды, высвечивает свою гравитационную энергию, так что светимость аккрецирующей звезды определяется стандартным соотношением $L_x = \dot{M}GM/R_x$. Используя его и уравнение изменения вращательного момента $dI\omega/dt = K_{su}(\max)$, получим максимальное значение ускорения аккрецирующей звезды:

$$|\dot{p}_{su}|_{\max} = \frac{R_x p^{7/3} L_x}{(2\pi)^{4/3}(GM_x)^{1/3} I} \approx$$

$$\approx 5{,}3 \cdot 10^{-5} m_x^{-1/3} I_{45}^{-1} R_6 p^{7/3} L_{37}\ \text{с/год}; \qquad (63.V)$$

$L_x$ – аккреционная светимость звезды, $R_x$ и $I$ – радиус и момент инерции звезды.

Мы получили ограничение, накладываемое на связь между тремя наблюдаемыми величинами: $p$, $\dot{p}$, $L_x$. Подчеркнем, что в верхний предел (63.V) не входят величины, зависящие от структуры магнитного поля, и он не зависит от конкретного режима аккреции.

**Замедляющий момент.** Гораздо бóльшую сложность для вычисления представляет значение тормозящего момента сил, приложенных к аккрецирующей звезде, обладающей магнитным полем. Автор всячески пропагандирует следующую форму записи для тормозящего момента сил:

$$K_{sd} = \kappa_t \frac{\mu^2}{R_c^3}, \qquad (64.V)$$

где $\kappa_t$ – безразмерный фактор порядка единицы.

К похожему результату мы приходим, рассмотрев магнитные напряжения в аккреционном диске. Линден-Белл и Прингл (1974), Липунов (1981) предположили, что поле звезды пронизывает диск. Появление тормозящего момента обусловлено возникновением тороидальной компоненты магнитного поля $B_\varphi$:

$$K_{sd} = \int_{R_{\min}}^{\infty} \frac{B_z B_\varphi}{4\pi} R\, dS, \qquad (65.V)$$

где $R_{\min}$ – минимальное расстояние, начиная с которого поле в диске направлено так, что момент сил направлен против вращения звезды. Очевидно, $R_{\min} = R_c$. Полагая $B_z B_\varphi = \kappa_t B_d^2$, где $B_d = \mu/R^3$ – дипольное поле, получим формулу (64.V).

Наконец, рассмотрим совсем другую ситуацию. Пусть вокруг магнитосферы имеется турбулизованная плазменная оболочка (Дэвис и Прингл, 1981; Липунов, 1982в). Вследствие конечной вязкости возникает "трение" между магнитосферой и плазмой. Тормозящий момент можно оценить, используя классическую формулу для торможения сферы, погруженной в вязкую жидкость (Ландау и Лифшиц, 1953). Аппроксимируя магнитосферу сферой радиуса $R_A$, получим

$$K_{sd} = 8\pi\nu_t\rho R_A^3\omega,$$

где $\nu_t$ – коэффициент турбулентной вязкости. Полагая его равным

$$\nu_t = \frac{1}{3}\,v_t l_t = \kappa_t\omega R_A \cdot R_A$$

и учитывая, что

$$R_A = \left(\frac{\mu^2}{2\dot{M}\sqrt{2GM_x}}\right)^{2/7},$$

$$\rho = \frac{\dot{M}}{4\pi R_A^{3/2}\sqrt{2GM_x}},$$

приходим опять к выражению (64.V).

Торможение нейтронной звезды, вызванное генерацией звуковых волн в аккрецируемой плазме, подробно рассмотрено Сибгатуллиным (1984). Торможение звуком менее эффективно, чем рассмотренные выше процессы.

**Аналитическая модель моментов сил, приложенных к аккрецирующей замагниченной звезде.** Важнейшим моментом для понимания многих наблюдаемых особенностей аккрецирующих нейтронных звезд в двойных системах является предположение о том, что ускоряющие и замедляющие моменты сил присутствуют на стадии аккреции одновременно. Идея о том, что часть вещества может отбирать момент, а часть – наоборот, отдавать звезде, была высказана Липуновым и Шакурой (1976) и позже – для случая дисковой аккреции – Гошем и Лэмбом (1978).

В режиме дисковой аккреции вещество, взаимодействуя с магнитным полем внутри радиуса коротации, ускоряет звезду, а вне – наоборот, замедляет ее. В случае двухпотоковой аккреции часть вращательного момента может уноситься сферическим потоком или сферической турбулизованной оболочкой.

В самом общем виде можно записать уравнение изменения вращательного момента аккрецирующей звезды (Липунов, 1982в):

$$\frac{dI\omega}{dt} = \begin{cases} \dot{M}\eta_k\Omega R_G^2 - \kappa_t\dfrac{\mu^2}{R_c^3}, & \text{"квазисферическая аккреция",} \\[2ex] \dot{M}\sqrt{GMR_d} - \kappa_t\dfrac{\mu^2}{R_c^3}, & \text{"диск",} \end{cases} \tag{66.V}$$

где

$$R_d = \epsilon R_A.$$

Модель вращательного момента содержит три безразмерных параметра: $\eta_t$, $\kappa_t$ и $\epsilon$, которые, по-видимому, не сильно отличаются от единицы.

Формула (66.V) применима только до тех пор, пока идет аккреция. Например, в случае дисковой аккреции – пока $R_d \leqslant R_c$, т.е. пока $p \leqslant p_A$ (см. гл. III). Если $R_d \gg R_*$, то изменением момента инерции можно пренебречь. Тогда, используя соотношения $p = 2\pi/\omega$, $L = \dot{M}GM_x/R_x$, $A \approx$ $\approx 5 \cdot 10^{-4}(3\kappa_t)\mu_{30}^2 I_{45}^{-1} m_x^{-1}$ с/год, $B_d \approx 7{,}7 \cdot 10^{-5}\epsilon^{1/2} m_x^{-3/7} R_6^{6/7} I_{45}^{-1}$ с/год,

$B_w \approx 5{,}2 \cdot 10^{-6} R_6^2 \varphi(m) I_{45}^{-1} \dot{M}_{-6} \eta$ с/год, $\varphi(m) \approx \dfrac{(M_0^{2/3}/M_x^2)}{10^{2/3}} M_\odot$, получим

$$\dot{p} = \begin{cases} A - B_d p^2 L_{37}^{6/7}, & \text{"диск"} \\ A - B_w p^2 L_{37} T_{10}^{1/3}, & \text{"квазисферическая аккреция".} \end{cases} \qquad (67.V)$$

Вернемся к уравнениям изменения вращательного момента (66.V). Вид этих уравнений показывает, что можно ввести скалярный потенциал $V(\omega)$ такой, что (Липунов, 1987а)

$$\frac{d\omega}{dt} = -\nabla_\omega V(\omega). \qquad (68.V)$$

Для момента сил (66.V) скалярный потенциал имеет следующий вид:

$$V(\omega) = \begin{cases} -A_2\omega + A_3\omega^3 + \text{const}, & \omega \geqslant 0, \\ -A_2\omega - A_3\omega^3 + \text{const}, & \omega < 0. \end{cases} \qquad (69.V)$$

Удобство скалярного потенциала состоит не только в простоте энергетической интерпретации (рис. 65) – нейтронная звезда стремится перейти

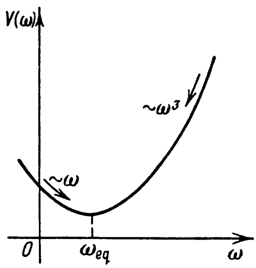


Рис. 65. Скалярный потенциал для аккрецирующей звезды в двойной системе

в состояние, соответствующее минимуму $V(\omega)$, но он оказывается полезным при описании стохастических флуктуаций периода вращения аккрецирующей звезды (см. § 8).

**Равновесный период.** Приведенное выше уравнение эволюции показывает, что аккрецирующая нейтронная звезда должна стремиться прийти в такое равновесное состояние, при котором суммарный вращательный момент сил обращается в нуль (Дэвидсон и Острайкер, 1973; Липунов и Шакура, 1976). Эта гипотеза прекрасно подтверждается наблюдениями рентгеновских пульсаров (см. дальше).

Приравнивая правую часть (66.V) нулю, находим равновесное значение периода:

$$p_{eq} \approx 7{,}8\pi\sqrt{\kappa_t/\epsilon^2}\,(GM_x)^{-5/7} y^{-3/7}, \quad \text{"диск"} \qquad (70.V)$$

$$p_{eq} = \sqrt{A/B_w}\, L_{37}^{-1/2} T_{10}^{-1/6}, \quad \text{"квазисферическая аккреция",} \qquad (71.V)$$

где $y = \dot{M}/\mu^2$ – гравимагнитный параметр. Или в виде, удобном для вычислений:

$$p_{eq} \approx 1{,}0\; L_{37}^{-3/7} \mu_{30}^{6/7} \text{ с, "диск"} \qquad (72.V)$$

$$p_{eq} \approx 10\,\eta_k^{-1/2}\, \dot{M}_{-6}^{-1/2} \varphi(m)^{-1/2} L_{37}^{-1}\, T_{10}^{-1/6} \mu_{30} \text{ с, "звездный ветер",} \qquad (73.V)$$

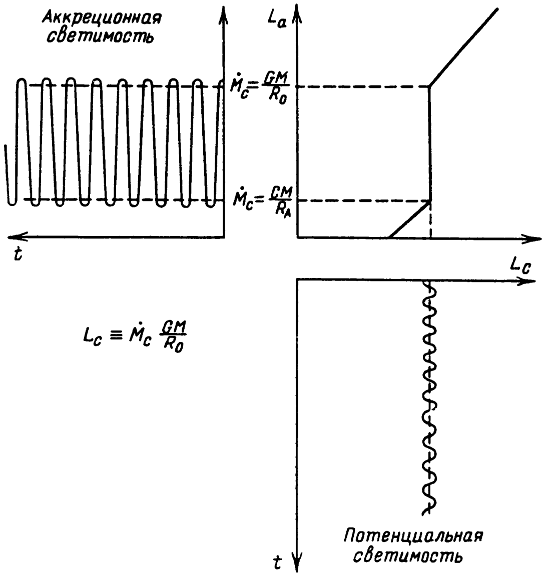


Рис. 66. Катастрофическое равновесие: слабое изменение темпа аккреции (потенциальной светимости) приводит к сильным скачкам рентгеновской светимости (аккреционной светимости)

где $T_{10} = T/10$ – период двойной системы, $\dot{M}_{-6} = \dot{M}_{\rm o}/10^{-6}\ M_\odot$/год – темп звездного ветра, а $\varphi(m) \approx m_{10}^{2/3}/m_x^2$, $m_{10} = M_{\rm o}/10\ M_\odot$ – масса оптической звезды, $\kappa_t = 1/3, \epsilon = 0{,}45$.

Обратимся к случаю дисковой аккреции. Предложенная выше модель замедляющих и ускоряющих моментов сил обладает одним неожиданным свойством. Равновесный период, получаемый из равенства нулю моментов сил, связан с критическим периодом $p_{\rm A}$ безразмерным множителем:

$$p_{eq} = \sqrt{2\sqrt{2}}\ \frac{\kappa_t^{1/2}}{\epsilon^{7/4}}\ p_{\rm A}. \qquad (74.V)$$

Параметры $\kappa_t$ и $\epsilon$ должны быть таковы, чтобы $p_{eq} > p_{\rm A}$.

Так как $\kappa_t \approx \epsilon \approx 1$, то в случае дисковой аккреции равновесный период близок к критическому периоду $p_{\rm A}$, разделяющему стадии аккреции "A" и пропеллера "P". Это означает, что при небольшом изменении темпа аккреции (на несколько десятков процентов или в несколько раз) нейтронная звезда будет переходить из состояния аккреции в состояние пропеллера (из-за изменения $p_{\rm A}$, а не периода звезды!). Эти небольшие изменения $\dot{M}$ приводят к катастрофическим изменениям светимости аккрецирующей звезды. Поэтому такое состояние мы назвали "катастрофическим равновесием" (Липунов, 1987б)*).

*) Катастрофой в теории катастроф называют скачкообразное изменение внутреннего параметра системы (светимости) при слабом "шевелении" внешнего параметра (темпа аккреции) (Постон и Стюарт, 1980).

Оно поясняется следующей схемой (рис. 66). При хаотическом изменении темпа аккреции нейтронная звезда совершает колебания из одного состояния в другое, что сопровождается огромным (в сотни раз) изменением светимости:

$$A \rightleftarrows P,$$

$$L = \frac{\dot{M}GM_x}{R_x} \quad \rightleftarrows L = \frac{\dot{M}GM_x}{R_A}.$$

В случае аккреции из звездного ветра $p_{eq}$, по-видимому, сильно превосходит $p_A$ и равновесие не является катастрофическим.

## § 4. Наблюдаемые свойства рентгеновских пульсаров

Рентгеновские пульсары были открыты с борта специализированного рентгеновского спутника "Ухуру" (Шриеер и др., 1972). К настоящему времени известно около 20 рентгеновских пульсаров (табл. 7). Основными наблюдаемыми величинами являются: рентгеновские светимости $L_x$, периоды пульсаров и изменение периодов $p$ и $\dot{p}$, массы пульсаров $M_x$, периоды обращения двойных систем $T$ (все пульсары, в этом нет сомнения, являются членами двойных систем). К этому надо добавить обширную информацию о виде спектров (в среднем имеющих тепловой характер с температу-

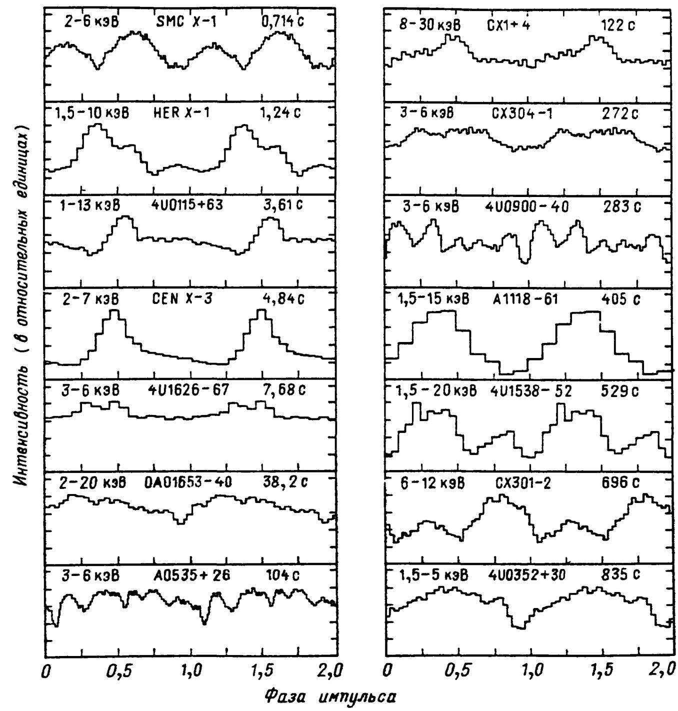


Рис. 67. Профиль импульсов рентгеновских пульсаров (Раппапорт и Джосс, 1983)