

РЕЖИМ "ПРОПЕЛЛЕРА"

Необходимость существования промежуточного режима, разделяющего стадию эжекции и стадию аккреции, при котором стационарной аккреции плазмы препятствует быстро вращающееся магнитное поле, была отмечена Шварцманом (1970а). В сценарии Шварцмана предполагалось, что сразу после окончания стадии эжекции нейтронная звезда вращается еще настолько быстро, что частицы, проникающие под световой цилиндр, увлекаются магнитным полем и ускоряются до релятивистских энергий. Возникающее синхротронное излучение должно иметь пульсирующий характер, как в случае радиопульсаров (пульсары второго поколения). Позже Илларионов и Сюняев (1975), рассматривая более медленное вращение, предположили, что вещество отбрасывается магнитным полем с параболической скоростью, и назвали этот эффект эффектом "пропеллера". Вопрос о таком выбрасывании до сих пор остается дискуссионным, но не он является принципиальным. Важно другое — существует режим, при котором стационарная аккреция невозможна, нейтронная звезда замедляется, причем более эффективно, чем вследствие магнитодипольных потерь. Далее, следуя гл. III, мы будем такой режим называть режимом "пропеллера" (Р) независимо от того, отбрасывается ли вещество на бесконечность или оно накапливается вблизи магнитосферы нейтронной звезды. То, что режим "пропеллера" должен существовать, подтверждается и наблюдениями: для того, чтобы нейтронная звезда успела затормозиться за время жизни оптического компонента до периода, характерного для рентгеновских пульсаров, нужен механизм, обеспечивающий более эффективное торможение, чем стандартный магнитодипольный механизм (11. III). Это подтверждается и численным экспериментом, моделирующим эволюцию нейтронных звезд в двойных системах (см. гл. X). Согласно этим расчетам значительная часть нейтронных звезд в массивных двойных системах находится в режиме "пропеллера". Необходимость исследования режима "пропеллера" поэтому очевидна.

Режиму "пропеллера" посвящено большое количество ранних работ (Прингл и Рис, 1972; Дэвидсон и Острайкер, 1973; Шакура, 1975; Фабиан, 1975; Кундт, 1976; Липунов и Шакура, 1976; Савонье и Ван ден Хёвел, 1977). Почти в каждой из них приводится своя качественная картина и своя формула для тормозящего момента сил. Имеются и более подробные исследования (Холовей и др., 1978; Дэвис и др., 1979; Липунов, 1980а; Дэвис и Прингл, 1981; Кундт, 1982; Липунов, 1982г; Васильянс, 1982; Сибгатуллин, 1984; Ванг и Робертсон, 1985). Трудность проблемы состоит в том, что на стадии "пропеллера" обратное влияние границы на

движение аккреционного потока является принципиальным и им пренебрегать нельзя. Это означает, что значение критического периода p_A , найденное в гл. III, нужно рассматривать как предварительное, и лишь решение самоогласованной задачи позволит уточнить его значение.

Рассматривалось несколько сценариев гидродинамического течения вещества в режиме "пропеллера": а) стационарное падение вещества по одним секторам и истечение по другим (Шварцман, 1970а; Илларионов и Сюняев, 1975; Шакура, 1975); б) нестационарный режим — смена падения вещества его оттоком от границы (Шакура, 1975); в) образование квазистатической оболочки (Дэвис и др., 1979; Липунов, 1980а; Дэвис и Прингл, 1981; Сибгатуллин, 1984); г) образование тяжелой оболочки нарастающей массы.

Представим себе, что вещество, отбрасываемое магнитным полем, накапливается вокруг магнитосферы в достаточно тонком слое. В сферически-симметричном случае условие равновесия границы магнитосферы и оболочки можно записать в виде (Лэмб и др., 1973)

$$\frac{\mu^2}{8\pi R^6} \approx \frac{GM_{sh}M_x}{4\pi R^4}, \quad (1.VI)$$

где $M_{sh} = Mt$ — масса оболочки. Радиус границы магнитосферы есть

$$R_m \approx \left(\frac{\mu^2}{2GM_{sh}M_x} \right)^{1/2}. \quad (2.VI)$$

Если $R_m > R_c$, возникает центробежный барьер, препятствующий аккреции. Если между оболочкой и магнитным полем "трение" мало, а охлаждение аккрецируемого вещества эффективно, то магнитосфера будет постепенно сжиматься: $R_m \sim t^{-1/2}$. После того как будет достигнут радиус коротации, вещество сбрасывается на поверхность нейтронной звезды. Затем процесс повторяется снова. Этот сценарий нестационарной сферически-симметричной аккреции был рассмотрен Цыганом (1976а), Бааном (1977), Липуновым и др. (1982).

Легко найти энерговыделение во время сброса оболочки (Липунов и др., 1982)

$$E_b = \frac{M_{sh}GM_x}{R_x} = \frac{\mu^2 \omega^{4/3}}{2(GM_x)^{2/3}R_x} \approx 2 \cdot 10^{37} \mu_{30}^2 m^{-2/3} R_6^{-1} p^{-4/3} \text{ эрг}, \quad (3.VI)$$

а также характерную продолжительность вспышки Δt_b и время повторения вспышек t_b :

$$\Delta t_b \approx \frac{R_c}{v_{ff}} \approx \frac{P}{2\sqrt{2}\pi}, \quad (4.VI)$$

$$t_b \approx \frac{ER_x}{GM\dot{M}} \approx 0,1 \mu_{30}^2 m_x^{-1/3} v_6^3 p^{-4/3} \rho_{-24}^{-1} \text{ лет.}$$

В последней формуле мы использовали выражение (39. II) для темпа

аккреции при движении звезды со скоростью v в среде с плотностью $\rho_{-24} = \rho_{\infty}/(10^{-24} \text{ г/см}^3)$. Однако такая картина может реализоваться лишь в том случае, когда, с одной стороны, магнитная вязкость на границе магнитосферы достаточно мала, а с другой — имеется эффективный источник охлаждения вещества оболочки. Если охлаждение не эффективно, то вокруг магнитосферы образуется квазистатичная атмосфера, масса которой постоянна. При учете магнитной вязкости и охлаждения возможно образование "легкой" оболочки, эффективно отбирающей вращательный момент от магнитосферы. Тогда оболочка, скорее всего, превращается в кольцо или диск. В последующих параграфах мы опишем результаты исследования процессов такого типа.

§ 1. Квазистатичные оболочки

Здесь мы в основном будем следовать работе Дэвиса и Прингла (1981). Пусть вращательный момент в захваченном нейтронной звездой веществе достаточно мал, так что реализуется сферически-симметричный режим аккреции. Вещество захватывается из звездного ветра, истекающего с оптического компонента со скоростью v_w и темпом \dot{M}_0 . Диссипация

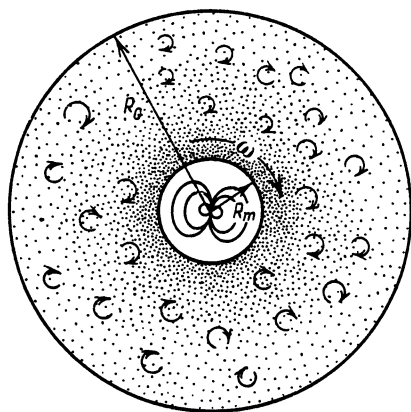


Рис. 84. Турбулентная оболочка вокруг быстро вращающейся звезды в режиме "пропеллера"

вращательной энергии в пограничном слое на границе магнитосферы приводит к разогреву сферически-симметричного потока и образованию атмосферы. Кроме того, вращение магнитосферы рождает в оболочке круговые движения, переходящие в турбулентность (рис. 84). В результате вращательный момент переносится от основания атмосферы к ее внешней границе, где уносится звездным ветром оптической звезды. Появление турбулентности кажется вполне вероятным, поскольку характерное число Рейнольдса велико:

$$\text{Re} = \frac{\omega R_m \cdot R_m}{\nu} \approx 10^5 - 10^7, \quad (5.VI)$$

где ωR_m — характерная скорость на границе магнитосферы, R_m — радиус магнитосферы, он же характерный размер, ν — кинематическая вязкость.

Предполагается, что $R_m \lesssim R_G$. Используя теорию длины перемешивания (Шварцшильд, 1961), можно оценить поток энергии, переносимый конвективными или турбулентными движениями:

$$L(R) \approx 4 \pi R^2 \cdot \frac{1}{2} v_t^3(R) \rho(R), \quad (6.VI)$$

где v_t — характерная скорость турбулентных движений, ρ — плотность вещества. Очевидно, что $v_t < a_s$ (a_s — скорость звука), иначе энергия турбулентных движений будет затухать за счет диссипации энергии в ударных волнах.

Пусть плотность вещества в оболочке достаточно мала и потерями на излучение можно пренебречь. Тогда

$$L(R) = \text{const}. \quad (7.VI)$$

Так как атмосфера квазистационарна (характерное время перестройки значительно больше времени свободного падения), то можно воспользоваться уравнением гидростатического равновесия:

$$\frac{dP}{\rho dR} = - \frac{GM_x}{R^2}. \quad (8.VI)$$

Полагая, что уравнение состояния описывается политропой

$$P = A \rho^\gamma, \quad (9.VI)$$

можно переписать уравнение равновесия (8.VI) в виде

$$\frac{d \ln P}{d \ln R} = - \frac{\gamma}{2} \frac{v_{ff}^2}{a_s^2}; \quad (10.VI)$$

v_{ff} — скорость свободного падения. Это уравнение сразу показывает, что если вещество холодное, $a_s \ll v_{ff}$, то возникают большие градиенты давления: давление существенно меняется при $\Delta R \ll R$. Наоборот, когда $a_s \gg v_{ff}$ (горячее вещество), давление практически постоянно. В промежуточном случае, $a_s \approx v_{ff}$, характерные радиусы одного порядка: $\Delta R \approx R$.

Решение существенно зависит от граничных условий, которые будем задавать на внешней границе атмосферы:

$$P = P_\infty = \frac{3}{4} \rho_w v_w^2, \quad (11.VI)$$

$$\rho = \rho_\infty = 4 \rho_w, \quad R \rightarrow \infty.$$

Здесь ρ_w — плотность звездного ветра до прохождения сильной ударной волны, которая считается адиабатической (см. Зельдович и Райзер, 1966). Для политропного закона $\gamma = 1 + 1/n$ получаем решение уравнения гидростатического равновесия в виде

$$P = P_\infty \left[1 + \left(\frac{1}{1+n} \right) \cdot \frac{R_1}{R} \right]^{n+1}, \quad (12.VI)$$

$$\rho = \rho_\infty \left[1 + \left(\frac{1}{1+n} \right) \cdot \frac{R_1}{R} \right]^n,$$

где R_1 определяется из равенства $GM_x/R_1 = P_\infty/\rho_\infty$. Отсюда находим, что $R_1 = (8/3)R_G$. Считая $n = 3/2$ ($\gamma = 5/3$), получаем

$$P = P_\infty \left(1 + \frac{16}{15} \cdot \frac{R_G}{R} \right)^{5/2},$$

$$\rho = \rho_\infty \left(1 + \frac{16}{15} \cdot \frac{R_G}{R} \right)^{3/2}.$$
(13.VI)

Это решение при $R \ll R_G$ совпадает с ранее найденным в § 5 гл. IV (см. формулу (64.IV)).

В общем случае структура атмосферы зависит от скорости диссипации энергии на внутренней границе атмосферы, $R_{in} = R_m$. В зависимости от скорости вращения нейтронной звезды возможно несколько различных режимов.

Сверхзвуковой "пропеллер". Пусть скорость вращения нейтронной звезды столь велика, что линейная скорость вращения магнитосферы намного превышает скорость звука в веществе:

$$\omega R_m \gg a_s(R_m).$$
(14.VI)

Логично предположить, что скорость турбулентных движений на границе магнитосферы v_t близка к скорости звука a_s . Тогда скорость диссипации вращательной энергии на нижней границе атмосферы равна (6.VI):

$$L(R) \approx 4\pi R_m^2 \cdot \frac{1}{2} \rho(R_m) a_s^3(R_m).$$
(15.VI)

Далее, положим, что $a_s(R) \approx v_{ff}(R)$ при $R_m \leq R \leq R_{out}$ (случай, когда $a_s \gg v_{ff}(R)$, рассмотрен дальше). При этом везде удовлетворяется уравнение (7.VI):

$$4\pi R^2 \rho(R) v_t^3 = \text{const.}$$
(16.VI)

Если предположить, что турбулентность по всей оболочке "звуковая", $v_t \approx a_s$, то из уравнения (16.VI) немедленно получаем закон $\rho \sim R^{-1/2}$, т.е. атмосфера имеет эффективный индекс политропы $n = 1/2$. Пусть это не так и скорость турбулентных движений падает быстрее, чем скорость звука при увеличении R , например, как $v_t/a_s \sim R^{-\alpha}$; тогда из (16.VI) получаем $\rho \sim R^{3\alpha-1/2}$, т.е. $n = 1/2 - 3\alpha$. Но если турбулентная скорость падает, то падает и ее влияние на структуру атмосферы и атмосфера должна быть адиабатической, $n = 3/2$. Мы пришли к противоречию. Поэтому остается предположить, что турбулентность везде "звуковая": $v_t \approx a_s$, т.е. $n = 1/2$. Следовательно, давление атмосферы равно

$$P = P_\infty \left(\frac{R_G}{R} \right)^{3/2}.$$
(17.VI)

Внешняя граница атмосферы находится на расстоянии $R_{out} \approx R_G$. Напомним, что без учета обратного влияния магнитосферы мы имели $P \sim R^{-5/2}$.

Теперь можно оценить внутренний радиус атмосферы из условия равенства магнитного и газового давлений:

$$\frac{\mu^2}{8\pi R_m^6} = P(R_m). \quad (18.VI)$$

Подставляя сюда (17.VI), получим радиус магнитосферы в случае сверхзвукового "пропеллера":

$$R_m \approx \left(\frac{R_G}{R_A}\right)^{2/9} R_A > R_A. \quad (19.VI)$$

Здесь R_A — по-прежнему альвеновский радиус (формула (23.III)) при $R_A < R_G$. Качественно ответ ясен: нагревание атмосферы приводит к уменьшению ее плотности и давления и магнитосфера "раздувается". Из (16.VI) находим, что скорость диссипации вращательной энергии не зависит от частоты вращения и равна

$$L \approx \dot{M}_c v_w^2 \approx 10^{33} \dot{M}_{17} v_8^2 \text{ эрг/с.} \quad (20.VI)$$

Соответствующий этому тормозящий момент сил равен

$$K_{sd} \approx \frac{\dot{M}_c v_w^2}{\omega} \approx \left(\frac{R_c}{R_m}\right)^{3/2} \frac{\mu^2}{R_m^3}; \quad (21.VI)$$

$\dot{M}_c = \pi R_G^2 \rho_w v_w$ — по-прежнему темп аккреции захваченного вещества. Соответствующее характерное время замедления $t_{sd} = I\omega/K_{sd}$ равно

$$t_{sd}^{(1)} \approx 1,6 \cdot 10^7 \dot{M}_{15}^{-1} v_8^{-2} I_{45} p^{-2} \text{ лет.} \quad (22.VI)$$

Здесь p — начальный период вращения звезды в секундах.

Описанный режим поддерживается до тех пор, пока скорость вращения границы магнитосферы превышает скорость свободного падения. Это эквивалентно требованию того, что $R_m > R_c$ (R_c — радиус коротации). Итак, сверхзвуковой "пропеллер" реализуется до тех пор, пока

$$p \lesssim p_1 \approx 23 \mu_{30}^{2/3} \dot{M}_{15}^{-1/3} v_8^{-2/3} \text{ с.} \quad (23.VI)$$

В противном случае может осуществляться режим дозвукового пропеллера.

Дозвуковой "пропеллер". Допустим теперь, что радиус остановки (радиус магнитосферы) меньше радиуса коротации. Нейтронная звезда вращается при этом достаточно медленно и форма магнитосферы неплохо аппроксимируется решением, найденным в § 5 и § 9 гл. IV. Исследование стабильности относительно Рэлей — Тейлоровской неустойчивости показывает, что если нет эффективных механизмов охлаждения, магнитосфера стабильна. Сейчас мы и рассмотрим такой случай — охлаждение не эффективно и, более того, есть дополнительный подогрев за счет диссипации вращательной энергии. Таким образом, можно предположить, что в случае

сферически-симметричной аккреции вещество на поверхность нейтронной звезды не выпадает, даже если радиус остановки будет меньше радиуса коротации. Вокруг магнитосферы образуется протяженная атмосфера, в которой скорость звука на границе гораздо больше скорости вращения магнитосферы: $v_s \gg \omega R_m$. Структура такой адиабатической атмосферы нами была уже рассмотрена раньше (см. § 5 гл. IV) и описывается формулой (13.VI). Радиус ее внутренней границы равен обычному альвеновскому радиусу.

Закон торможения имеет вид (64.V) (Дэвис и Прингл, 1981; Липунов, 1982)

$$K_{sd} = \kappa_t \frac{\mu^2}{R_c^3}, \quad \kappa_t = \frac{v_t l_t}{3 \omega R_A^3}, \quad (24.VI)$$

где R_c — радиус коротации. Характерное время замедления в режиме дозвукового пропеллера равно

$$t_{sd}^{(2)} \approx 10^3 \mu_{30}^{-2} m_x I_{45} p \text{ лет.}$$

Из закона сохранения энергии (16.VI) следует, что в атмосфере, окружающей дозвуковой "пропеллер", число Маха для турбулентного движения растет при удалении от звезды:

$$M_t = \frac{v_t}{a_s} \sim R^{1/3}.$$

Ясно, что применимость режима дозвукового "пропеллера" определяется условием

$$M_t(R_G) < 1.$$

Когда же наступит аккреция? Магнитосфера станет действительно неустойчивой, если остывание плазмы будет более эффективным, чем нагревание. Характерное время остывания за счет свободно-свободных переходов есть

$$t_{br} \approx 2 \cdot 10^{11} T^{1/2} n^{-1} \text{ с.}$$

А время нагрева — t_{sd} . Легко видеть, что

$$\frac{t_{sd}}{t_{br}} \sim R^{1/2},$$

и следовательно, остывание становится более эффективным сначала на "дне" атмосферы. Полагая $t_{sd}/t_{br} = 1$, при $R = R_A$ получим критический период, начиная с которого аккреция становится возможной:

$$p_{br} \approx 60 \mu_{30}^{16/21} \dot{M}_{15}^{-5/7} m_x^{-4/21} \text{ с.} \quad (25.VI)$$

Конечно, полученный здесь результат сильнее всего зависит от кри-

терия устойчивости магнитосферы. При $R_m \approx R_c$ нет расчетов структуры магнитосферы и нет критерия ее устойчивости. Более того, здесь включается еще и неустойчивость Кельвина — Гельмгольца.

”Очень быстрый пропеллер”. Допустим, что нейтронная звезда вращается настолько быстро и нагрев магнитосферы столь эффективен, что скорость звука намного превосходит скорость свободного падения: $a_s \gg v_{ff}$. Тепловая энергия вещества намного превосходит гравитационную (вещество ”не чувствует” гравитации). В такой атмосфере нет градиента давления: $P = \text{const}$ (см. (10.VI)). Полагая $a_s = \omega R_m$, при $R = R_m$ из условия сохранения потока энергии находим, что $a_s \sim R^{-2}$ и $\rho \sim R^4$. Плотность растет наружу. Фактически это означает, что вокруг магнитосферы образуется горячая каверна. Радиус внешней границы каверны R_{out} определяется граничным условием

$$R_{\text{out}} = R_m \left(\frac{\omega R_m}{v_\infty} \right)^2 \approx 6 \cdot 10^9 v_8^{-7/4} m_x^{1/2} p^{-1/2} \dot{M}_{15}^{-1/4} \mu_{30}^{1/2} \text{ см.} \quad (26.VI)$$

Так как давление в каверне постоянно, то радиус магнитосферы (радиус внутренней границы каверны) определяется выражением (23.III) для $R_A > R_G$:

$$R_m \approx 4 \cdot 10^9 \mu_{30}^{1/3} v_8^{-5/6} m_x^{1/3} \dot{M}_{15}^{-1/6} \text{ см.} \quad (27.VI)$$

Скорость диссипации вращательной энергии:

$$L_m \approx \frac{\mu^2}{R_m^3} \omega \approx 2 \cdot 10^{31} \mu_{30} p^{-1} m_x^{-1} \dot{M}_{15}^{1/2} v_8^{5/2} \text{ эрг/с.} \quad (28.VI)$$

Отсюда, кстати, находим, что замедляющий момент равен

$$K_{sd} \approx \frac{\mu^2}{R_m^3} \quad (29.VI)$$

и соответствующее данному замедляющему моменту сил характерное время замедления составляет

$$t_{sd}^{(3)} \approx 6 \cdot 10^7 I_{45} \mu_{30}^{-1} m_x v_8^{-5/2} \dot{M}_{15}^{-1/2} p^{-1} \text{ лет.} \quad (30.VI)$$

По мере замедления уменьшается радиус внешней границы атмосферы и, когда $R_{\text{out}} \approx R_G$, гравитация приобретает важное значение — происходит переход к режиму сверхзвукового ”пропеллера” (см. с. 192). Период, соответствующий этому переходу, равен

$$p_{31} \approx 2,2 m_x^{-1} v_8^{1/2} \dot{M}_{15}^{-1/2} \mu_{30} \text{ с.} \quad (31.VI)$$

Рассмотренный режим, сопровождаемый образованием каверны, впервые был изучен Кулсрудом (1971), который исследовал замедление магнитных звезд.

Формулы для тормозящего момента сил (21.VI), (24.VI) и (29.VI) мы приводим в другом виде, чем у Дэвиса и Прингла (1980). В самом общем случае существует универсальная форма записи замедляющего момента сил, типа $\kappa_r \mu^2 / R_r^3$ (см. § 2 гл. X). Отметим также, что во все формулы для критических периодов входит гравимагнитный параметр $y = \dot{M} / \mu^2$.

До сих пор мы предполагали, следуя Дэвису и Принглу (1981), что радиус магнитосферы меньше радиуса гравитационного захвата: $R_m < R_G$. Однако в реальной ситуации может осуществляться и обратное неравенство.

"Негравитирующий пропеллер". Пусть $R_m > R_G$. В этом случае сила тяжести не играет особой роли и в оболочке вокруг вращающейся нейтронной звезды давление постоянно. Следовательно, как и в предыдущем случае, радиус магнитосферы равен альвеновскому радиусу (27.VI). Сохраняется и структура атмосферы, и формулы для диссипации вращательной энергии (28.VI) и тормозящего момента сил (29.VI). Отличие, однако, заключается в том, что, затормозившись, такая нейтронная звезда переходит в режим георотатора (гл. III), а не в режим аккреции. Условие перехода $R_m \leq R_c$ (см. уравнение (53.III): $R_A > R_G$).

§ 2. Торможение в пограничном слое

В предыдущем параграфе нам удалось найти тормозящий момент сил, не рассматривая детальной картины взаимодействия плазмы и магнитного поля нейтронной звезды. Так, например, совершенно не важной оказалась структура пограничного слоя между оболочкой и магнитосферой. Это произошло потому, что было постулировано постоянство потока энергии, переносимого оболочкой (уравнение (7.VI)): энергия не должна излучаться "по пути" или отражаться (например, от ударной волны). Это приближение справедливо при достаточно низком темпе аккреции, когда потерями энергии на излучение можно пренебречь (как правило, имеется в виду свободно-свободное излучение). В противном случае необходимо рассматривать детальную структуру пограничного слоя, возникающего при проникновении плазмы в быстро вращающуюся магнитосферу нейтронной звезды.

Торможение звезды существенно зависит от того, насколько устойчива вращающаяся магнитосфера, насколько глубоко проникает вглубь магнитосферы плазма и как быстро она увлекается магнитным полем. В пределе идеально проводящей плазмы и абсолютно устойчивой магнитосферы тормозящий момент сил равен нулю. Казалось бы, несимметричная быстро вращающаяся магнитосфера сама по себе может разбрасывать вещество. Это возможно, но только при конечной магнитной вязкости. Иначе никаких сил не возникает (ср. с парадоксом Д³ Аламбера в гидромеханике).

Первые попытки численно и качественно исследовать процессы проникновения плазмы в быстро вращающееся магнитное поле нейтронной звезды и рассчитать параметры пограничного слоя были предприняты Вангом и Робертсоном (1985). Их исследование идеологически состоит из двух частей. Сначала численно решалась нестационарная задача о проникновении плазмы и ее перемешивании с магнитным полем в приближении