

Действительно, условие неустойчивости магнитосферы относительно РТ-неустойчивости имеет вид (9.V): $\alpha_\theta > (\gamma - 1)/\gamma$. В случае, когда ось диполя параллельна оси дискового потока, форму магнитосферы можно аппроксимировать двумерным решением (105.IV), для которого

$$\alpha_\theta = \frac{\sin^2 2\varphi}{2(1 + \sin^2 2\varphi)}; \quad (44.V)$$

α_θ максимально вблизи поясов $|\theta| = \pi/4$. Но и здесь оно равно $\alpha_\theta = 0,25$, так что магнитосфера оказывается устойчивой даже при $\gamma = 4/3$. Таким образом, стационарное течение сферического потока через внешнюю часть магнитосферы маловероятно. Это должно способствовать образованию оболочки вокруг магнитосферы, постепенно "оседающей" и смещающейся с дисковым потоком. Сценарий резко нестационарной аккреции барстерного типа через внешнюю магнитосферу описан в работе (Липунов, 1980).

§ 2. Полярная колонка

Обратимся теперь к анализу движения вещества глубоко внутри магнитосферы, где оно полностью контролируется магнитным полем. Ситуация здесь слабо зависит от граничных условий вдали, т.е. слабо зависит от того, какой именно режим аккреции реализован на расстояниях $R \gg R_A$ — дисковый, сферически-симметричный или двухпоточковый.

Оценим размер области, на которую выпадает вещество (Лэмб и др., 1973). Предположим, что вещество "вмораживается" в силовые линии магнитного поля на расстояниях $R_e \approx R_A$ в области магнитного экватора. Положим также, что полярные силовые линии имеют форму неискаженных дипольных линий, т.е. описываются уравнением (8.III):

$$R = R_e \cos^2 \theta.$$

Введем угол $\epsilon_p = \pi/2 - \theta \ll \pi/2$. Положив $R = R_x$ и $R_e = R_A$, найдем угол раскрытия полярной колонки, внутрь которой стекает вещество:

$$\epsilon_p \approx \left(\frac{R_x}{R_A} \right)^{1/2}; \quad (45.V)$$

R_A — радиус магнитосферы вблизи магнитного экватора:

$$\epsilon_p \approx \left(\frac{2M \sqrt{2GM_x}}{\mu^2} R_x^{7/2} \right)^{1/7} \approx 6^\circ \cdot R_6^{1/2} \mu^{-2/7} M_{18}^{1/7} m_x^{1/14}. \quad (46.V)$$

Подчеркнем слабую зависимость ϵ_p от всех входящих параметров. Во всей теории аккреции на замагниченные звезды величина ϵ_p оценивается наиболее точно. Линейный радиус основания колонки $a_p = R_x \epsilon_p \approx 1$ км.

Однако другая возможность "загуманивает" ситуацию. Аккреционный канал может быть цилиндрическим (Баско и Сюняев, 1976). Действительно, в случае дисковой аккреции, когда магнитная ось достаточно близка к оси аккреционного диска, полярные силовые линии оказываются не занятыми плазмой. Да и в случае сферически-симметричной аккреции колонка, по-видимому, пустая внутри — ведь приполярные области магнитосферы наиболее стабильны относительно РТ-неустойчивости. Толщину

полярной колонки можно оценить, используя закон сохранения магнитного потока вдоль линий гидродинамического тока плазмы:

$$BS = \text{const}, \quad (47.V)$$

где S – сечение потока. Записав условие сохранения магнитного потока в альвеновской зоне и на полюсе, получим

$$2\pi R_x \epsilon_p dB_p = 2\pi R_A \delta_m B_A, \quad (48.V)$$

где B_p и B_A – напряженность магнитного поля на магнитном полюсе и на границе магнитопаузы. Полагая их равными соответственно μ/R_x^2 и μ/R_A^2 , найдем толщину полярного канала:

$$d \approx \left(\frac{R_x}{R_A} \right)^{3/2} \delta_m. \quad (49.V)$$

И наконец, отношение толщины полярного канала к его радиусу:

$$\frac{d}{a_p} \approx \frac{\delta_m}{R_A}. \quad (50.V)$$

По-видимому, δ_m составляет несколько десятков процентов от альвеновского радиуса и на столько же заполнен аккреционный канал вблизи магнитных полюсов.

То, что вещество падает на поверхность нейтронной звезды резко анизотропно, уже само по себе должно привести к периодичности ее излучения (эффект вращения горячих пятен). Кроме того, в самом магнитном поле есть дополнительные механизмы, делающие излучение направленным (Гнедин и Сюняев, 1973; Бисноватый-Коган, 1973), связанные с резкой анизотропией движения электронов.

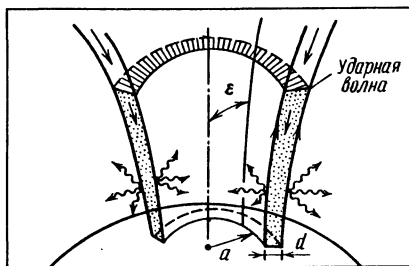


Рис. 64. Геометрия полярной колонки (Баско и Сюняев, 1976)

Гидродинамика аккреции в полярном канале была рассмотрена Баско и Сюняевым (1976), результаты исследования которых мы приведем ниже. Рассматривается общий случай геометрии аккреционного канала (рис. 64). Анализ и выводы основаны на решении системы уравнений гидродинамики и переноса излучения. Общая картина выглядит следующим образом. При малой скорости аккреции, когда светимость звезды L_x меньше некоторого критического значения L^* , газ свободно падает на поверхность нейтронной звезды. Там он отдает свою энергию при торможении в атмосфере нейтронной звезды. При $L_x \approx L^*$ у поверхности нейтронной звезды образуется радиационная ударная волна. Падающий газ тормозится выходящим излучением и, в свою очередь, излучает. При

данной светимости оптическая толщина поперек канала аккреции становится порядка единицы.

При дальнейшем увеличении темпа аккреции радиационная ударная волна поднимается до альвеновской поверхности. При этом в канале реализуется режим медленного оседания. Светимость звезды достигает некоторого максимального значения L_{\max} , после чего перестает зависеть от внешнего темпа аккреции (избыток энергии уносится в виде нейтрино). Так как сферическая симметрия отсутствует, то L_{\max} может в несколько раз превосходить эддингтоновский предел светимости L_{Ed} (27. II).

Решение задачи о движении вещества за фронтом ударной волны искалось при следующих предположениях:

1. Канал аккреции вытянут вдоль радиуса, его размер $d \ll 2\pi a_p$ и высота $R - R_x$. Он предполагается аксиально-симметричным относительно магнитной оси звезды. Форма канала задается уравнением

$$d(r) = d_p \left(\frac{R}{R_x} \right)^{n/2}; \quad a = a_p \left(\frac{R}{R_x} \right)^{n/2} \quad (51.V)$$

Случай $n = 3$ соответствует течению вдоль чисто дипольных силовых линий.

2. Основной вклад в давление дает излучение: $P = u/3$, где u – плотность лучистой энергии.

3. Течение газа нестационарно.

Система уравнений движения, неразрывности и сохранения энергии имеет вид (см. Зельдович и Райзер, 1966)

$$v \frac{\partial v}{\partial R} = - \frac{1}{3\rho} \frac{\partial u}{\partial R} - \frac{GM_x}{R^2},$$

$$\rho v R^n = -s R^n = \text{const}, \quad (52.V)$$

$$\frac{1}{R^n} \frac{\partial}{\partial R} (R^n F_r) + \frac{1}{R} \frac{\partial F_\epsilon}{\partial \epsilon} = 0.$$

Здесь F_r и F_ϵ – потоки энергии вдоль направлений R и ϵ (см. рис. 64):

$$F_r = - \frac{c}{3\kappa\rho} \frac{\partial u}{\partial R} + \frac{4}{3} u v + \rho v \frac{v^2}{2} - \rho v \frac{GM_x}{R},$$

$$F_\epsilon = - \frac{c}{3\kappa\rho} \frac{1}{R} \frac{\partial u}{\partial R}, \quad (53.V)$$

где $\kappa = \sigma N_e / \rho = 0,36 (\sigma / \sigma_T) \text{см}^2 / \text{г}$ – непрозрачность вещества. В третьем уравнении системы (52.V) принято $d \ll R\epsilon$. Далее все величины приводятся к центру канала аккреции, а поперечная диффузия излучения усредняется по углу ϵ :

$$v \frac{dv}{dR} + \frac{1}{3\rho} \frac{dv}{dR} + \frac{GM}{R^2} = 0,$$

$$\rho v R^n = -s R^n = \text{const}, \quad (54.V)$$

$$\frac{1}{R^n} \frac{d}{dR} (R^n F_r) + \frac{2F_\epsilon}{d} = 0$$

и соответственно для потока излучения получаем

$$F_r = -\frac{c}{3\kappa\rho} \frac{du}{dR} + \frac{4}{3} uv + \rho v \frac{v^2}{2} - \rho v \frac{GM}{R}, \quad (55.V)$$

$$F_\epsilon = \frac{2c}{3\kappa\rho} \frac{u}{d}.$$

Решение системы уравнений (54.V) и (55.V) в различных режимах получается в аналитическом виде. Здесь мы ограничимся описанием качественной картины течения.

Существует критическая светимость L^* , равная

$$L^* = 2 \frac{2\pi a_p GM_x c}{\kappa R} \approx 4 \cdot 10^{36} \left(\frac{\sigma_T}{\sigma} \right) \left(\frac{a_p}{3 \cdot 10^4} \right) R_6^{-1} m_x \text{ эрг/с}. \quad (56.V)$$

При $L_a = \dot{M}GM/R_x < L^*$ выделяются две зоны: зона свободного падения и зона ударной волны. В зоне свободного падения вещество практически не излучает – оно свободно падает со скоростью $\sqrt{2GM_x/R}$. Высота зоны ударной волны порядка толщины d_p канала, т.е. гораздо меньше размеров звезды R_x . После прохождения ударной волны вещество теряет часть кинетической энергии. При $L_a \ll L^{**}$ торможение происходит за счет кулоновских столкновений, как это впервые отметили Зельдович и Шакура (1969). Однако при $L_a \rightarrow L^*$ возрастает вклад излучения в торможение электронов, а те за счет кулоновских сил тормозят ионы.

Физический смысл L^* состоит в том, что при $L_a = L^*$ расстояние, на котором излучение тормозит падающий поток, сравнивается с наименьшим поперечным размером канала. При этом оптическая толщина поперек канала становится $\tau_T \approx 1$.

При большой скорости аккреции $L_a \gg L^*$ оптическая толщина становится больше единицы – излучение не успевает уносить энергию через боковые стенки и ударная волна поднимается до такого уровня, чтобы вся выделяющаяся в полярной колонке энергия излучалась вбок.

Наиболее неопределенным является вопрос о граничных условиях, которые необходимо задавать на дне колонки.

При увеличении темпа аккреции ударная волна поднимается до тех пор, пока она либо не выйдет на уровень альвеновской поверхности, либо не достигнет максимальной высоты, после чего аккреционный канал теряет жесткость. Последняя возможность возникает в случае не очень сильных магнитных полей ($\lesssim 10^{13}$ Э). При дальнейшем увеличении темпа аккреции светимость обеих полярных колонок стабилизируется на значениях, в 2 – 3 раза превосходящих критическую светимость L^{**} :

$$L^{**} = 2 \frac{2\pi a_p GM_x c}{d_p \kappa} = \frac{a}{d} L_{Ed} \approx 10^{39} \left(\frac{a}{10d} \right) \left(\frac{\sigma_T}{\sigma} \right) m_x \text{ эрг/с}. \quad (57.V)$$

Выражение (57.V) показывает, сколь сильно предельная светимость зависит от геометрии канала. Например, для сплошного осесимметричного канала $L^{**} = L_{Ed}/4$.

Если напряженность на полюсах нейтронной звезды $B \gtrsim 2 \cdot 10^{13}$ Э, магнитное давление в состоянии удерживать плазму со столь высокой плот-

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

$$u/3 = B^2/8\pi, \quad (58.V)$$

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/см³, которые характерны для рассматриваемых условий, основной вклад в скорость нейтринных потерь дает процесс аннигиляции электрон-позитронных пар (Бодэ и др. 1967):

$$e^+ + e^- \rightarrow \nu_e + \bar{\nu}_e. \quad (59.V)$$

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):

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

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.П) (Дэвидсон и Острайкер, 1973; Илларионов и Сюняев, 1975):

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

причем $K_{su}(d) \geq K_{su}(w)$. 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