

Подставляя (21. III) и (22. III) в (17. III), получим выражение для альвеновского радиуса:

$$R_A = \begin{cases} \left( \frac{2\mu^2 G^2 M^2}{\dot{M}_c v_\infty^5} \right)^{1/6}, & R_A > R_G, \\ \left( \frac{\mu^2}{2\dot{M}_c \sqrt{2GM}} \right)^{2/7}, & R_A \leq R_G. \end{cases} \quad (23. III)$$

Верхнее выражение впервые было получено геофизиками (Жигулев и Ромишевский, 1959). Оно определяет характерное расстояние от Земли до подсолонечной точки магнитосферы Земли.

Вообще говоря, постоянная тяготения  $G$  не входит в выражение для альвеновского радиуса вне радиуса захвата (гравитация не существенна). В этом легко убедиться, если расписать выражение для темпа аккреции  $\dot{M}_c$ . Однако из соображений удобства (см. дальше) мы сохраним эту форму. Нижнее выражение в (23. III) получено впервые Лэмбом и др. (1973).

Предположим теперь, что давление обусловлено релятивистским ветром. Из (20. III) следует, что  $P_m \sim R^{-2}$ , а аккреционное давление под радиусом захвата  $P_a \sim R^{-5/2}$ , т.е. растет быстрее при приближении к аккрецирующей звезде. Следовательно, устойчивая каверна может иметь размер только больше радиуса захвата (Шварцман, 1970в):

$$R_{Sh} = \left( \frac{8\kappa_f \mu^2 (GM)^2 \omega^4}{\dot{M}_c v_\infty^5 c^4} \right)^{1/2}, \quad R_{Sh} > R_G. \quad (24. III)$$

Как и в случае альвеновского радиуса,  $R_A > R_G$ , постоянная  $G$  входит в уравнение (24. III) лишь формально.

### § 3. Радиус остановки в сверхкритическом случае

Оценки радиуса остановки, приведенные в предыдущем параграфе, сделаны в предположении, что энерговыделение в результате аккреции не превышает эддингтоновского предела (26. II). Другими словами, мы пренебрегли обратным влиянием излучения на параметры аккрецируемого потока.

Здесь мы учтем это влияние, следуя работе Липунова (1982б). Пусть значение темпа аккреции вещества, захватываемого нейтронной звездой, таково, что энерговыделение на радиусе остановки превышает эддингтоновскую светимость:

$$\dot{M}_c \frac{GM}{R_{st}} \geq L_{Ed}. \quad (25. III)$$

За основу примем идею авторегулировки темпа аккреции, предложенную для решения задачи о сверхкритической дисковой аккреции (§ 7 гл. II). Будем полагать, что излучение "выметает" ровно такую часть потока вещества, чтобы энерговыделение оставшейся части на любом радиусе было порядка эддингтоновского

$$\dot{M}(R) \frac{GM}{R} = L_{Ed}.$$

тогда получаем

$$\dot{M}(R) = \dot{M}_c \frac{R}{R_s}, \quad R_s = \frac{\kappa}{4\pi c} \dot{M}_c;$$

$R_s$  имеет тот же смысл, что и радиус сферизации: на этом расстоянии энерговыделение впервые достигает эддингтоновского предела. Динамическое давление аккрецируемой плазмы оказывается зависящим от расстояния по новому закону:

$$P_a \approx \rho v^2 \approx \frac{\dot{M}(R)}{4\pi R^2} v = \frac{\dot{M}_c \sqrt{2GM_x}}{4\pi R_s} R^{-3/2}, \quad R \leq R_s. \quad (26. III)$$

Напомним, что в докритическом режиме  $P_a \sim R^{-5/2}$ . Качественное поведение

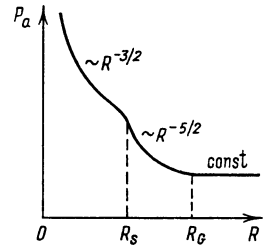


Рис. 36. Зависимость давления плазмы в сверхкритическом случае

$P_a(R)$  показано на рис. 36. Используя (20. III), из (17. III) получим радиус остановки в сверхкритическом случае:

$$\left. \begin{aligned} R_A &= \left( \frac{\mu^2 \kappa}{8\pi c \sqrt{2GM_x}} \right)^{2/9} \\ R_{Sh} &= \left( \frac{\kappa_r \mu^2 \omega^4 \kappa}{4\pi c^5 \sqrt{2GM}} \right)^2 \end{aligned} \right\} \dot{M}_c \geq \dot{M}_{cr} \quad (27. III)$$

Критический темп аккреции  $\dot{M}_{cr}$  определяется границей неравенства (25. III):

$$\dot{M}_{cr} = \frac{4\pi c}{\kappa} R_{st}. \quad (28. III)$$

Поучительной оказывается зависимость альвеновского радиуса от темпа аккреции. Эта зависимость такова, что при увеличении темпа аккреции альвеновский радиус (за радиусом захвата) уменьшается как  $\dot{M}^{-1/6}$ , под радиусом захвата — как  $\dot{M}^{-2/7}$  и при критическом значении  $\dot{M}_c > \dot{M}_{cr}$  достигает своего наименьшего значения (27. III), а дальше уже не зависит от внешних условий.

Обратим также внимание на то обстоятельство, что в сверхкритическом режиме давление аккрецируемой плазмы растет при приближении к нейтронной звезде медленнее (как  $R^{-3/2}$ ), чем давление эжектируемого ею релятивистского ветра ( $\sim R^{-2}$ ). Это означает, что в сверхкритическом случае каверна может существовать даже под радиусом захвата. Конечно, проведенные оценки наиболее подходят к случаю дисковой аккреции. Но

именно в этом случае в реальных условиях, по-видимому, и возникает сверхкритический режим. Это последнее утверждение можно пояснить "на пальцах". Темп аккреции пропорционален квадрату радиуса захвата:  $\dot{M}_c \sim R_G^2$ . В то же время оценка вращательного момента показывает, что он тоже пропорционален  $R_G^2$  (см. формулу (85. II)). Поэтому вполне естественно образование аккреционного диска в тех случаях, когда темп аккреции достаточно высок.

#### § 4. Когда нужно учитывать магнитное поле?

Итак, мы получили характерное расстояние, на котором давление магнитного поля становится сравнимым с давлением сил гравитации. Теперь ясно, что нужно называть замагниченной нейтронной звездой.

Очевидно, магнитное поле звезды существенно тогда, когда радиус остановки превосходит радиус нейтронной звезды:

$$R_{st} > R_x. \quad (29. III)$$

В качестве  $R_{st}$  возьмем альвеновский радиус  $R_A$ , поскольку он является наименьшим из двух:  $R_A$  и  $R_{Sh}$ . Используя найденные выше выражения для альвеновского радиуса ((23. III), (29. III)), получим оценку минимального магнитного поля звезды, при котором оно еще влияет на течение вещества:

$$\mu_{\min} = \left\{ \begin{array}{l} \left( \frac{\dot{M}_c v_\infty^5 R_x^6}{4G^2 M_x^2} \right)^{1/2}, \quad R_A > R_G \\ \left( \dot{M}_c \sqrt{2GM_x} R_x^{7/2} \right)^{1/2}, \quad R_A \leq R_G \end{array} \right\} \dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}, \quad (30. III)$$

$$\left( \frac{4\pi c \sqrt{2GM_x} R_x^{9/2}}{\kappa} \right)^{1/2}, \quad \dot{M}_c > \dot{M}_{cr}.$$

Наиболее распространенным является случай  $R_A \leq R_G$  и  $\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$ . Приведем численные оценки магнитного дипольного момента и напряженности магнитного поля на поверхности звезды:

$$\mu_{\min} \approx 10^{26} R_6^{7/4} \dot{M}_{17}^{1/2} m_x^{1/4} \quad \text{Э} \cdot \text{см}^3, \quad (31. III)$$

$$B_{\min} \approx 10^7 \dot{M}_{17}^{1/2} R_6^{5/4} m_x^{1/4} \quad \text{Э}.$$

Большинство наблюдаемых сейчас нейтронных звезд имеют магнитные поля  $\sim 10^{12}$  Э и дипольные моменты  $\sim 10^{30}$  Э · см<sup>3</sup>. Отсюда очевидна необходимость учета магнитных полей нейтронных звезд.

#### § 5. Гравимагнитный параметр

Взглянув на выражение для радиуса остановки в докритическом режиме ( $\dot{M}_c \leq \dot{M}_{cr}$ ), можно заметить, что всюду магнитный дипольный момент  $\mu$  и темп аккреции  $\dot{M}_c$  входят в одной и той же комбинации. Обозначим ее