формально находится в начале координат $R = 0$, так что движение везде дозвуковое. Это легко понять. При адиабатическом течении половина гравитационной энергии переходит в тепловую энергию газа, так что $a_s^2 \approx GM/r$, а другая половина переходит в кинетическую энергию движения: $v^2 \approx GM/r$. При $\gamma < 5/3$ после прохождения критической точки вещество находится практически в свободном падении (рис. 23):

$$\begin{cases} v \approx \sqrt{\dfrac{2GM}{R}}, \\ \rho \approx \dfrac{\dot{M}}{4\pi\sqrt{2GM}} R^{-3/2}. \end{cases} \qquad R \ll R_B \tag{15.II}$$

Асимптотика для плотности кинетической энергии $\rho v^2/2$:

$$\frac{\rho v^2}{2} \to \frac{\dot{M}\sqrt{2GM}}{4\pi} R^{-5/2}. \tag{16.II}$$

Если на пути падающего потока выставить жесткую стенку, то динамическое давление, оказываемое потоком на нее, было бы порядка (16.II).

Физическая причина практически свободного падения газа при $R \ll R_B$ заключается в том, что течение сверхзвуковое, и нижележащие слои не оказывают влияния на "летящее" вслед вещество.

§ 2. Роль излучения и эжекции

Качественно излучение можно учесть, положив $\gamma < 5/3$. Но можно также решить задачу, дополнив систему газодинамических уравнений (2.II) вторым началом термодинамики. Такой учет излучения впервые был проведен Шварцманом (1971). Мы пока не рассматриваем энерговыделение на поверхности звезды.

Изменение энергии 1 г вещества равно

$$d\epsilon = -PdV + dQ, \tag{17.II}$$

где V – удельный объем, dQ – выделение тепла 1 г вещества. Для одноатомного газа (или полностью ионизованной плазмы) уравнение (17.II) принимает вид

$$\frac{3}{2\mu}\mathbf{R}_u\frac{dT}{dt} = \mathbf{R}_u\frac{T}{\mu\rho}\frac{d\rho}{dt} - \alpha_{ff}T^{1/2}\rho + \frac{dQ'}{dt}, \tag{18.II}$$

где $\mathbf{R}_u$ – универсальная газовая постоянная. Второй член в правой части описывает потери энергии на свободно-свободное излучение (для полностью ионизованной водородной плазмы $\alpha_{ff} \approx 5 \cdot 10^{20}$ эрг/(г · с)), третий член описывает возможные потери на излучение за счет других процессов. Подставляя $vdt = dR$ и учитывая, что $\rho \sim R^{-3/2}$, получим уравнение для распределения температуры в стационарном аккреционном потоке:

$$\frac{dT}{dR} = -\frac{T}{R} + B\frac{\sqrt{T}}{R} + \frac{2\mu}{3\mathbf{R}_u}\frac{dQ'}{dR}; \tag{19.II}$$

B – некоторая константа. Когда роль излучения мала, мы автоматически получим $T \sim R^{-1}$: тепловая энергия следует за гравитационной.

Выпишем решение уравнения (19.II) в том случае, когда отсутствуют дополнительные потери на излучение, кроме свободно-свободных переходов. Будем считать, что на расстоянии $R = R_G$ температура вещества $T = T_\infty$. Тогда

$$T = [\mathrm{const} \cdot \ln(R/R_G) + T_\infty^{1/2}]^2 . \qquad (20.II)$$

Как видим, температура в этом случае падает. Это так называемый "cooling flow" (поток с охлаждением).

Для того чтобы оценить вклад процессов излучения в изменение температуры по потоку, необходимо сравнить время радиального падения

$$t_R \approx \frac{R}{v_R} \approx R^{3/2} \qquad (21.II)$$

со временем охлаждения

$$t_{\mathrm{cool}} \approx \frac{(3/2)\mathbf{R}_u T}{(dQ/dt)} \approx T^{1/2}\rho^{-1} \approx R. \qquad (22.II)$$

Здесь мы учли охлаждение за счет свободно-свободных потерь и воспользовались мажорирующей аппроксимацией поведения температуры и плотности: $T \sim 1/R$ и $\rho \sim R^{-3/2}$. Сравнивая t_R и t_{cool}, замечаем, что относительная роль процессов охлаждения падает при приближении к звезде.

Рассмотрим вопрос о выполнении газодинамического приближения. Длина свободного пробега в плазме относительно кулоновских столкновений равна (Пикельнер, 1966)

$$l = \frac{(kT)^2}{ne^4 \Lambda_c} \approx 10^{12} T_4^2 n^{-1} \text{см}, \qquad (23.II)$$

где $T_4 = T/10^4$ К, n – концентрация вещества. Когда роль излучения мала, $T \sim R^{-1}$ и, следовательно, свободный пробег $l \sim R^{-2}$, т.е. быстро растет. Однако не следует думать, что газодинамическое приближение становится неприменимым. Слабое магнитное поле запутывает траекторию частиц и среда может считаться столкновительной (Шварцман, 1971б).

В отличие от черной дыры, для которой все излучение обусловлено энергетическими потерями в аккреционном потоке, нейтронная звезда, обладающая твердой поверхностью и магнитным полем, излучает в основном за счет удара. Пусть остановка вещества происходит на некотором расстоянии R_{st}. Предположим, что вся энергия после остановки переходит в излучение. Тогда светимость будет равна (2.В)

$$L = \dot{M} \frac{GM}{R_{st}} . \qquad (24.II)$$

Легко показать, что отношение светимости аккреционного потока за счет потерь на свободно-свободное излучение по "пути" к энергии, выделяемой при ударе, равно отношению времени радиального падения к характерному времени охлаждения:

$$\frac{L_{ff}}{L} \approx \frac{t_R}{t_{\mathrm{cool}}} . \qquad (25.II)$$

Как правило, при аккреции на нейтронные звезды это отношение много меньше единицы. Главным оказывается энерговыделение на радиусе остановки. Излучение при этом выходит через аккреционный поток и при достаточно большой светимости может влиять на его динамику.

Пусть сечение взаимодействия выходящего излучения с веществом есть σ. Сила, действующая на падающие частицы, равна $\sigma \dfrac{L}{4\pi R^2 c}$ · Она точно так же зависит от расстояния, как и сила гравитации: GMm_p/R^2 При некотором критическом значении светимости, $L = L_{\mathrm{Ed}}$ (эддингтоновский предел), эти силы уравниваются:

$$L_{\mathrm{Ed}} = \frac{4\pi GMm_p c}{\sigma}. \qquad (26.\mathrm{II})$$

Для томсоновского рассеяния $\sigma = \sigma_{\mathrm{T}}$ и $\kappa_{\mathrm{T}} = \sigma_{\mathrm{T}}/m_p \approx 0{,}4$ см^2/г (для водорода). Получаем оценку

$$L_{\mathrm{Ed}} \approx 1{,}3 \cdot 10^{38} m \text{ эрг/с}. \qquad (27.\mathrm{II})$$

Ясно, что аккреционная светимость не может быть больше эддингтоновского предела – иначе прекратится аккреция. Подчеркнем, что все это справедливо в предположении о сферической симметрии. Критическая аккреция на пределе эддингтоновской светимости рассмотрена Шакурой (1974).

Эддингтоновский предел играет фундаментальную роль для аккрецирующих звезд. Сравнивая (24.II) и (26.II), находим, что эддингтоновский предел светимости соответствует критическому темпу аккреции:

$$\dot{M}_{cr} = \frac{4\pi R_{st} m_p c}{\sigma} \qquad (28.\mathrm{II})$$

Таким образом, темп аккреции на звезду ограничен значением, определяемым только радиусом остановки и сечением взаимодействия.

Для томсоновского сечения удобна следующая оценка:

$$\dot{M}_{cr} \approx 10^{18} R_6 \text{ г/с} \approx 1{,}5 \cdot 10^{-8} R_6 M_\odot/\text{год}, \qquad (29.\mathrm{II})$$

где $R_6 = R_{st}/10^6$ см.

Приведенная оценка показывает, что значение критического темпа аккреции ничем не выделено, и следовательно, в природе должны существовать как "до", так и "сверх"-критические аккрецирующие звезды.

Приведем поучительную оценку оптической толщины аккреционного потока:

$$\tau = \int\limits_{R_{st}}^{\infty} \kappa\rho dR = 2\frac{c}{v_p}\frac{\dot{M}}{\dot{M}_{cr}}. \qquad (30.\mathrm{II})$$

Здесь κ – по-прежнему коэффициент поглощения, рассчитанный на 1 г вещества, v_p – параболическая скорость на радиусе остановки. При аккреции на нейтронную звезду без магнитного поля $R_{st} = R_x$ и $v_p \approx c/3$, так что $\tau \approx 6(\dot{M}/\dot{M}_{cr})$. Таким образом, оптическая толща в докритическом режиме всегда мала.

Другой эффект, влияющий на темп аккреции, связан с прогревом вещества вблизи радиуса гравитационного захвата R_G (Местель, 1954).

Из формулы Бонди (13. II) следует, что темп аккреции сильнейшим образом зависит от скорости звезды и, следовательно, от температуры вещества в окружающей среде: $\dot{M} \sim a_\infty^{-3} \sim T_\infty^{-3}$. Ясно, что прогрев вещества приводит к своеобразной авторегулировке (Шварцман, 1970б): увеличивается светимость – увеличивается и температура, что приводит к снижению темпа аккреции и понижению светимости.

Возникает вопрос, не может ли прогрев вещества привести к ограничению темпа аккреции более жесткому, чем эддингтоновский предел (Бафф и Мак-Крей, 1974)? В работе Бисноватого-Когана и Блинникова (1979) численно решены уравнения стационарной сферически-симметричной аккреции с рентгеновским прогревом. Найдено, что стационарный режим существует при любых светимостях, вплоть до эддингтоновского предела. Таким образом, "теплового" предела светимости нет.

Гораздо более эффективным препятствием для аккреции может быть эжекция вещества звездой (Шварцман, 1970в). Пусть длина свободного пробега эжектируемых частиц много меньше характерных размеров взаимодействия, т.е. частица полностью застревает в аккрецируемом веществе, передавая ему весь свой импульс. Если мощность, уносимая эжектируемыми частицами, L_{ej}, и скорость их v_{ej}, то давление, оказываемое ими на аккрецируемое вещество, будет равно

$$\dot{P}_{ej} = \frac{L_{ej}}{4\pi R^2 v_{ej}} . \tag{31.II}$$

Заметим, что $P_{ej} \sim R^{-2}$, а динамическое давление аккрецируемого вещества $P_a \sim R^{-5/2}$ (см. формулу (16.II)). Если звезда до начала аккреции эжектировала частицы, то нужно сравнить давление на радиусе гравитационного захвата:

$$\frac{L_{ej}}{4\pi R_G^2\, v_{ej}} = \rho v_\infty^2 = \frac{\dot{M}}{4\pi R_G^2}\, v_\infty .$$

Отсюда критическое значение светимости эжектируемых частиц $L_{ej}(cr)$, препятствующих аккреции, равно

$$L_{ej}(cr) = \dot{M} v_\infty\, v_{ej} = \frac{L}{\eta} \left(\frac{v_\infty\, v_{ej}}{c^2} \right).$$

Здесь мы воспользовались формулой (2.В). Из последней формулы видно, что для релятивистской звезды $L_{ej} \ll L$. Эжектируемый ветер ничтожно малой светимости способен воспрепятствовать аккреции.

§ 3. Сферическая аккреция на нейтронную звезду без магнитного поля

Сферически-симметричная аккреция на нейтронную звезду без магнитного поля была впервые рассмотрена Зельдовичем и Шакурой (1969). Выясним, следуя этой работе, основные физические явления, связанные с появлением "твердой" поверхности на пути аккрецируемого потока.

Сталкиваясь с поверхностью нейтронкой звезды, частицы аккрецируемого потока тормозятся, отдавая свою кинетическую энергию. Торможение