пературы, внутренняя часть диска излучает рентген, внешняя — оптику. В последнее время детальные расчеты аккреции газа в двойной системе и структуры диска были проведены Н. И. Шакурой (1972).

В случае одиночной нейтронной или коллапсировавшей звезды также можно представить себе газовый диск, окружающий звезду, остающийся при сжатии вращающейся звезды. До сих пор нет детальных расчетов такого процесса.

Наконец, кроме общей направленной скорости или вращения, на аккрецию должны влиять хаотические магнитные поля в падающем газе (см. § 3 гл. 14).

§ 8. Силы, препятствующие аккреции

В сферически-симметричном случае аккрецию лимитирует давление излучения, которое возникает при падении вещества.

В простейшем идеализированном случае горячей, полностью ионизованной, но нерелятивистской плазмы и соответствующего излучения $I < \hbar\nu < m_e c^2$, где I — потенциал ионизации, получаются особенно простые закономерности.

Взаимодействие излучения с плазмой описывается томсоновским рассеянием с сечением $\sigma = \frac{8\pi}{3} r_0^2$, $r_0 = \frac{m_e c^2}{e^2}$, $\sigma = 0{,}657 \cdot 10^{-24}$ *см*^{2}, не зависящим от частоты.

В этом приближении сила, действующая на единицу массы, равна удельному сечению $\sigma N = \frac{\sigma}{m_p} = 6 \cdot 10^{23} \frac{\sigma}{\mu_e} = \frac{0{,}4}{\mu_e}$ *см*^{2}/*г*, умноженному на поток импульса излучения, т. е. на q/c, где q — поток энергии, *эрг/сек·см*^{2}.

Замечательно, что при данном q на силу не влияют ни спектральный состав, ни угловое распределение излучения. Выражение силы справедливо как в случае малой оптической толщи газа, когда излучение почти не рассеивается и $\varepsilon = \frac{|q|}{c}$, так и в случае большой оптической толщи, когда излучение почти изотропно и $\varepsilon \gg \frac{|q|}{c}$ (ε — плотность энергии излучения). В стационарном симметричном случае, очевидно, $4\pi r^2 \, |q| = L$, где L — полная светимость. С другой стороны, гравитационная сила, действующая на единицу массы вещества, равна $\frac{GM}{r^2}$. Условие равновесия силы тяготения и светового давления приводит к определенному (не зависящему от r!) соотношению между L и M (для водорода):

$$L_c = \frac{4\pi G M m_p c}{\sigma} = 6 \cdot 10^4 M = 3 \cdot 10^4 \frac{L_\odot M}{M_\odot}. \qquad (12.8.1)$$

Это значение светимости называется «эддингтоновский предел». Эддингтон (1926) рассмотрел звезду большой массы ($M > 100\ M_{\odot}$; см. выше § 2 гл. 10,), в которой главную часть давления составляет давление излучения. Условие равновесия приводит к градиенту давления, а следовательно, и к градиенту температуры. Задаваясь томсоновским рассеянием излучения в горячей плазме, Эддингтон получил приведенное выше значение светимости звезды.

В случае аккреции легко найти из баланса энергии величину потока массы, обеспечивающую критическую светимость

$$-\varphi(R)\frac{dM}{dt}=\frac{GM}{R}\frac{dM}{dt}=L_c.$$

Если $-\varphi(R)=\alpha c^2$, то получим максимально возможную скорость увеличения массы:

$$\frac{1}{M}\frac{dM}{dc}\bigg|_c=\frac{4\pi G m_p}{\alpha c\sigma}=7\cdot 10^{-17}\alpha^{-1}\,сек^{-1}=(\alpha\cdot 5\cdot 10^8\,\text{лет})^{-1}. \quad (12.8.2)$$

На первый взгляд кажется, что аккреция при $L=L_c$ должна носить характер медленного, дозвукового оседания плазмы в таком поле излучения, что в каждой точке плазма находится почти в равновесии. Легко убедиться, однако, что такая картина внутренне противоречива! При медленном оседании плазма постепенно отдает свою гравитационную энергию излучению. Следовательно, если при $r\to\infty$ $L\to L_c$, то половина этой энергии выделилась в слое $\infty > r > 2R$, а другая половина — в слое $2R > r \geqslant R$, включая ударную волну на поверхности звезды, $r=R$. Но в таком случае на половине пути, при $r=2R$, поток излучения составлял бы только половину критического, а следовательно, он не может уравновешивать силу тяжести! Последовательное самосогласованное решение задачи о движении газа и изменении потока излучения нашел Шакура (1970, 1972). Оказывается, что скорость падения газа конечна и не сильно отличается от параболической. У поверхности звезды, например, скорость падения равна $\frac{1}{\sqrt{e}}u_{\text{параб}}$, светимость ударной волны составляет $e^{-1}\approx 0{,}37$ критической светимости; далее $L(r)$ нарастает, достигая L_c при $r\to\infty$. В этой картине плотность падающего газа вблизи $r=R$, перед фронтом ударной волны, имеет в критическом режиме определенное значение; для нейтронной звезды с $R=10^6$ *см*, $M=M_{\odot}$ находим $n=5\cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$.

В картине аккреции, которая автоматически установилась на уровне, соответствующем критической светимости, далекие ($r \gg R$) слои плазмы действительно находятся в состоянии, близком к гидростатическому равновесию.

Понятно, что при меньшей светимости $L < L_c$ влияние излучения на движение газа только уменьшается.

Было бы интересно исследовать устойчивость критического и подкритического режима относительно симметричных и несимметричных возмущений.

Итак, чтобы замедлить аккрецию, нужен огромный поток фотонной энергии, на несколько порядков превышающий светимость Солнца (при массе звезды порядка $M_\odot$). Парадоксальным кажется тот факт, что для предотвращения аккреции посредством потоков быстрых частиц достаточно ничтожной мощности, на много порядков меньшей L_c и $L_\odot$ (Шварцман, 1970с).

Рассмотрим звезду, выбрасывающую плазму со скоростью v, большей параболической. Этот процесс подробно изучен в Солнечной системе; мощность солнечного ветра не превышает $10^{-6}L_\odot$.

Рассмотрим звезду, окруженную газом с заданным давлением *) на бесконечности P; звездный ветер сможет предотвратить аккрецию, если на расстоянии r_c или больше давление остановки ветра равно давлению окружающего газа.

Поток энергии ветра равен $q = \frac{Q}{4\pi r^2}$, поток импульса (и давление остановки) равен $\frac{q}{v}$. Запишем $r_c = r_{\text{ост}} = \sqrt{\frac{Q}{4\pi v P}}$ и значение r_c из условия $a_\infty^2 \equiv \frac{P_\infty}{\rho_\infty} = \frac{GM}{r_c}$. После несложных вычислений получим критическую мощность ветра:

$$Q_c \approx 10^{27}\left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2\left(\frac{v}{c}\right)\left(\frac{T}{10^4\,{}^\circ\text{K}}\right)^2\left(\frac{H^2/8\pi + nkT}{10^{-12}\,\textit{дин/см}^2}\right)\textit{эрг/сек}. \quad (12.8.3)$$

Предел (12.8.3) по крайней мере на 11 порядков ниже предела (12.8.1), поэтому практически во всех случаях роль ветра оказывается более существенной. Физическая причина столь впечатляющей разницы ясна: сечение взаимодействия квантов с электронами малò **), мала и эффективная оптическая толща $\tau = \sigma n r_c \approx \approx 10^{-24}\cdot 10^{13} \approx 10^{-11}$; в то же время сечение взаимодействия и «эффективная толща» для ветра равны бесконечности.

Аналогичная ситуация, вероятно, имеет место и в случае пульсаров, являющихся, по-видимому, источником быстрых частиц и сверхдлинных радиоволн, отражающихся от окружающей плазмы (кроме того излучения, которое проходит насквозь и

---

*) В это давление нужно включить вклад магнитного поля

$$P = nkT + \frac{H^2}{8\pi}.$$

**) Предел (12.8.1) записан для случая комптоновского рассеяния; индуцированный комптон-эффект, поглощение в линиях или рассеяние на пыли могут несколько понизить его.

воспринимается нами); в этом случае в формулу надо подставлять $v = c$.

Излучение пульсара не только предотвращает падение окружающего вещества, но и производит эффективное выметание окружающей плазмы.

Вопрос о возможности смены эжекции аккрецией на пульсары в ходе их старения рассмотрен Шварцманом; см. в главе о пульсарах.

Подчеркнем, что если аккреция установилась, то появление в ударной волне на поверхности звезды быстрых частиц с мощностью Q_c не прекратит аккрецию. Действительно, теперь необходимо сравнивать давления встречных потоков не на радиусе r_c, а у поверхности звезды (r_0); соответствующая критическая величина эжекции больше (12. 8. 3) в $(r_c/r_0)^{1/2} \sim 10^3$ раз.

Необходимо, наконец, предостеречь от неограниченного пользования подкупающе простой и изящной формулой для эддингтоновского предела L_c.

При неполной ионизации вещества сила, действующая на вещество со стороны излучения, возрастает за счет фотоэффекта и поглощения в линиях. С другой стороны, в поле низкочастотного излучения с высокой яркостной температурой, сила, действующая на полностью ионизованную плазму, возрастает по сравнению с расчетом по томсоновскому сечению (Левич, 1971).

§ 9. Аккреция как эволюционный фактор

Уже давно отмечалось, что аккреция на звезды, которые находятся вблизи границы устойчивого равновесия, способна переводить их в следующий эволюционный класс: белые карлики — в нейтронные звезды, нейтронные звезды — в застывшие.

У одиночных объектов с $M \sim M_\odot$ увеличение массы $dM/dt \sim \sim 10^{-14} - 10^{-16}$ $M_\odot$/*год*, и эффект несуществен. В двойных системах поток может быть весьма велик. Отметим, что для обеспечения светимости $L \sim 10^{37}$ *эрг/сек* (по-видимому, типичная светимость рентгеновских источников) на нейтронную звезду должно падать $\sim 10^{-9}$ $M_\odot$/*год*, а на белый карлик $\sim 10^{-6}$ $M_\odot$/*год*. Соответствующие времена жизни $\sim 10^9$ лет и $\sim 10^6$ лет. Не исключено, однако, что вспышки ядерной реакции в водородной подушке и сброс газа удлиняют указанный срок [Камерон, Мок (1967); Саслау (1968); Редкобородый (1971)]. Это предположение, кстати, естественно объясняет тот факт, что большинство (или даже все) новые звезды входят в состав тесных пар.

Масса застывшей звезды, в принципе, ничем не ограничена. Решение уравнения (12.4.7) дает для роста M выражение: $M(t) = M_0/(1 - AM_0t)$ ($A = \text{const}$), которое расходится при