Любопытно рассмотреть идеализированный случай полного отсутствия потерь и термодинамического равновесия между протонами и электронами.

При $T < m_e c^2$, $\gamma = {}^5/_3$ тепловая энергия и гравитационная энергия одного порядка. Отсюда получим

$$kT \sim m_e c^2 \text{ при } \frac{r}{r_g} \sim \frac{m_p}{2m_e} \sim 10^3.$$

Ближе к звезде электроны становятся релятивистскими, среднее значение $\gamma = {}^{13}/_9$ и отсюда следует, что

$$kT \sim r^{-2/3},\ k\dot{T} \sim m_p^{2/3} m_e^{1/3} c^2 \text{ при } r \sim r_g. \qquad (12.4.11)$$

В указанных выше крайних предположениях следует, что пробег электронов относительно кулоновских столкновений растет пропорционально $r^{-1/2}$ и быстро превосходит характерные размеры области r. Отметим, что для масс $M \sim M_\odot$ пробег $l \sim r$ уже на критическом радиусе. Значит ли это, что поток массы на звезду описывается приближением независимых частиц (12.2.3), т. е. в 10^9 раз меньше газодинамического потока (12.4.7)? — Нет. Натягиваемое вещество содержит магнитные поля. Ларморовский радиус протонов, движущихся с тепловыми скоростями, меньше размеров области движения уже при напряженностях $H > 1{,}3\, T^{1/2} r^{-1}$ *гс*. В ходе реальной аккреции $H \geqslant H_c\, (r_c/r)^{5/4}$ (см. § 3 гл. 14), поэтому даже начальное поле $\sim 10^{-6}$ *гс* обеспечивает выполнение условия $l_{\text{парм}} \ll r$.

§ 5. Выделение энергии при симметричной аккреции на нейтронные звезды и белые карлики

Пусть φ — гравитационный потенциал у поверхности звезды. Используя (12.4.6), имеем для светимости

$$L = \varphi \frac{dM}{dt} \approx 2 \cdot 10^{31} \left(\frac{\varphi}{0{,}1c^2}\right) \left(\frac{M}{M_\odot}\right)^2 \left(\frac{10000^\circ}{T_c}\right)^{3/2} n_c \text{ эрг/сек}. \qquad (12.5.1)$$

Здесь n_c — число атомов межзвездного газа в $см^{-3}$; T_c — температура газа (оба значения берутся вблизи $r = r_c$); γ принято равным ${}^4/_3$.

Согласно (12.5.1) интенсивность аккреции резко зависит от температуры межзвездной плазмы вблизи радиуса r_c, с которого начинается падение вещества. Температура плазмы, однако, в свою очередь зависит от светимости звезды, т. е. от мощности аккреции. Возникает своеобразная «отрицательная обратная связь», которая смягчает зависимость от граничных условий (Шварцман 1970а). Для ее выяснения введем параметр $\alpha \equiv T_c/T_b$ (T_b — болометрическая температура звезды, $T_b = [L/\sigma\ 4\pi R^2]^{1/4}$) и перепишем (12.5.1) в виде

$$L = 4\cdot 10^{29}\ \alpha^{-12/11}\ n_\infty^{8/11}\ \text{эрг/сек}; \qquad (12.5.2)$$

здесь положено $M = M_\odot$, $\varphi = 0{,}1c^2$ (рассматриваем случай нейтронной звезды).

Как показано в работе Зельдовича и Шакуры (1969), атмосфера звезды при аккреции должна делиться на тонкий горячий слой с $T = T_l$, где происходит торможение падающих частиц, и относительно холодную внутреннюю область с температурой, близкой к болометрической: $T \approx T_b$. В упомянутой работе рассчитана для случая аккреции на нейтронную звезду, обеспечивающей $T_b = 10^7\,°$K, температура тонкого слоя T_l, которая определяется балансом энергии и оказывается порядка $10^8 - 10^9\,°$K; a priori можно было лишь утверждать, что $T_b < T_l < T_a$ ($T_a \approx 10^{12}\,°$K — величина, найденная по адиабате). В соответствии с этим спектр излучения при аккреции должен преидставлять собой суперпозицию двух: примерно равновесного с $T = T_b$ и тормозного с $T = T_l$ *). Отношение соответствующих светимостей резко зависит от указанных выше параметров. Согласно Зельдовичу и Шакуре, если сферически-симметричная аккреция на нейтронную звезду характеризуется интегральной светимостью $L = 10^{36}$—10^{37} *эрг/сек* и пробегом ядер $y_0 = 2$—20 *г/см²*, то L_l/L_b — порядка нескольких сотых.

Роль излучения тонкого слоя в нагреве окружающего газа не мала из-за наличия тяжелых элементов в падающем газе. Определенное влияние на температуру плазмы вблизи критического радиуса должно оказывать также собственное движение звезды относительно диффузного фона: из-за этого движения в глубине зоны ионизации не успевает установиться ионизационное равновесие. С другой стороны, именно близость пекулярной скорости звезды к скорости звука в газе ($T = 10\,000°$ соответствует $a_{\text{зв}} \approx \approx 10$ *км/сек*) позволяет считать, что внутри зоны ионизации не успевает возникнуть градиент плотностей, соответствующий температурному градиенту, иными словами, что $n_c \sim n_\infty$. Собственное движение влияет также на поток массы на звезду (см. § 7), однако из-за того, что $v_{\text{пек}} \sim a_{\text{зв}}$, это влияние незначительно. В зависимости от плотности межзвездного газа ($n \sim 0{,}1$—3 *см*$^{-3}$), роли тонкого слоя, скорости движения звезды и т. п. входящая в формулу (12.5.2) величина $\alpha \sim 0{,}1$—1, а соответствующие светимости $L \sim 10^{28} - 10^{31}$ *эрг/сек* (Шварцман, 1970а). Расчет дает: одиночная нейтронная звезда, находящаяся в состоянии аккреции, должна излучать бо́льшую часть энергии в труднодоступном ультрафиолетовом диапазоне, $\lambda_{\max} \sim 150$—900 Å. Если, однако, звезда погружена в плотное облако ($n \sim 3$—10 *см*$^{-3}$), заметная

*) Это было отмечено в работе Камерона и Мока (1967). Определенную роль может играть также комптоновское рассеяние квантов, выходящих из глубины [(Зельдович, Шакура (1969)], в слое с T_l.

доля ее интегральной светимости будет перерабатываться внутри зоны ионизации в кванты видимого света. Эмиссия в бальмеровских линиях (особенно в H_α) способна выдать местоположение старой нейтронной звезды. За подробностями отсылаем к цитируемой работе.

Напомним, что молодые нейтронные звезды не могут испытывать аккрецию: они обладают мощными магнитными полями, быстро вращаются, выбрасывают вещество наружу и проявляют себя как пульсары (см. гл. 13). Однако с течением времени мощность истечения быстро падает; когда она оказывается меньше величины 10^{27} *эрг/сек*, эжекция должна сменяться аккрецией [Шварцман (1970 c)].

На важность учета магнитных полей при аккреции обращал внимание Кардашев (1964). Аккреция на звезду с магнитным полем рассматривалась Амнуэлем и Гусейновым (1968), а также Бисноватым-Коганом и Фридманом (1969) в связи с проблемой рентгеновских источников. Шварцманом (1970e) было показано, что при аккреции межзвездного газа на магнитосферу одиночной нейтронной звезды может генерироваться радиоизлучение с узкой диаграммой направленности.

Рассмотрим теперь натягивание вещества вырожденным карликом ($M = M_\odot$, $R = 10^9$ *см*, $\varphi = 10^{-4}c^2$). Если карлик остывший (т. е. уже не белый), то температуру газа на критическом радиусе при аккреции будет определять лишь излучение тонкого слоя ($T_l \sim 10^7 - 10^8$ °K). Величине $\eta \equiv L_l/L_{\text{пол}} = 1$—$10^{-2}$ соответствует $L_{\text{пол}} \sim (10^{26} - 10^{27})\, n_\infty$ *эрг/сек*, а $\eta \lesssim 10^{-3}$ соответствует $L_{\text{пол}} \sim 10^{28} n_\infty$ *эрг/сек*. Болометрические температуры чрезвычайно низки, $T_b \sim 500$—2000 °K. Разумеется, выделить подобную компоненту в спектре еще не остывших белых карликов представляется весьма трудной задачей; однако от них, в принципе, можно было бы зарегистрировать рентгеновское излучение тонкого слоя.

При аккреции газа на нейтронную звезду рентгеновское (ультрафиолетовое) излучение горячих электронов должно сопровождаться гамма-излучением вследствие прямых ядерных соударений. Такие соударения приводят к возбуждениям ядер (с последующей эмиссией γ-квантов), к выбиванию нейтронов (с последующим n — γ-захватом) и к генерации π^0- и π^+-мезонов, которые тут же распадаются: $\pi^0 \to 2\gamma$; $\pi^+ \to \pi^+ \to e^+$, $e^+ + e^- \to 2\gamma$ *). Кроме того, температуры в тонком слое столь высоки, что эффективно идут термоядерные реакции, и возникающие гамма-кванты свободно покидают звезду.

Согласно вычислениям Шварцмана (1970b) в зависимости от гравитационного потенциала на поверхности нейтронной звезды

*) Большая часть позитронов избегает аннигиляции и ускоряется в электростатическом поле; см. § 10.

гамма-светимость составляет (10^{-3}—10^{-5}) ее интегральной светимости. По-видимому, в ближайшем будущем можно будет мерить соответствующие потоки и даже определить спектр γ-квантов. Привлекающим обстоятельством является тот факт, что из красного смещения γ-линий (возникающих, например, в ходе $\mathrm{n} + \mathrm{p} \to \mathrm{D} + \gamma$) можно непосредственно определять гравитационный потенциал на поверхности нейтронных звезд.

Регистрация спектра γ-квантов помогла бы отличить электромагнитное ускорение частиц (того типа, которое имеет место у пульсаров) от гравитационного ускорения, обусловленного аккрецией. С другой стороны, она помогла бы отличить аккрецию на нейтронные звезды от аккреции на белые карлики.

В заключение параграфа мы хотим подчеркнуть, что исследование физических процессов при аккреции на нейтронные звезды пока далеко от завершения и изложенное выше является лишь предварительным рассмотрением.

§ 6. Симметричная аккреция в гравитационном поле застывших звезд

Картина аккреции газа застывшей звездой в корне отличается от рассмотренной выше. Движение газа отражает связанные с ОТО известные особенности движения частицы в шварцшильдовском поле тяготения. В системе координат, сопутствующей падающему веществу, частицы доходят до r_g за конечное время, момент перехода через r_g никак не выделен. Если за рассматриваемой частицей следует другая, и расстояние между ними где-то вдали от r_g было конечно, то оно останется конечным и в момент пересечения r_g. Для потока частиц, т. е. для газа, отсюда следует вывод: плотность в системе, движущейся с газом, остается конечной. По порядку величины плотность равна $\rho_m = \rho_\infty \dfrac{r_c^2}{r_g^2}\dfrac{a_\infty}{c}$. Выражая ρ_m через a_∞, получим

$$\rho_m \cong \rho_\infty\left(\frac{c}{a_\infty}\right)^3.$$

При $a_\infty = 10$ *км/сек*, $\rho_\infty = 10^{-24}$ *г/см*^{3} найдем $\rho_m \sim 3\cdot 10^{-11}$ *г/см*^{3}. С точки зрения покоящегося наблюдателя, находящегося вблизи r_g, скорость газа тем ближе к скорости света, чем ближе точка наблюдения к r_g. Плотность числа частиц и поток частиц образуют четыре-вектор. При лоренц-преобразовании от системы, движущейся с газом, к покоящейся системе, плотность газа, измеренная в покоящейся системе, неограниченно растет при приближении к r_g: $\rho = \rho_\infty (1 - r_g/r)^{-1/2}$ (точнее, так растет плотность массы покоя или плотность как число частиц в единице объема). Наконец, с точки зрения далекого наблюдателя частица только асимптотически приближается к r_g за бесконечное время.