

вещества, накопившегося между вспышками. Действительно, при аккреции на звезду с радиусом 8–10 км и массой 1,5–2 M_{\odot} выделяется 150–250 МэВ/нуклон, а термоядерный взрыв богатого водородом вещества дает ~6 МэВ/нуклон. Отношение этих энергий как раз равно $\sim \gamma_b$, что впервые отметили Мараски и Кавальерс (1977) и Вусли и Таам (1976).

На рис. 13 показан типичный спектр рентгеновских барстеров. Грубо спектр похож на чернотельный с температурой ~ 2 кэВ (Парадаис, 1978). Во время вспышек температура немного повышается. В излучающей области ярких рентгеновских барстеров толщина по комптоновскому рассеянию превосходит оптическую толщину по истинному поглощению. Поэтому фотоны, прежде чем термализоваться, испытывают несколько рассеяний. В результате температуры, определяемые по наблюдаемому спектру, относятся к более глубоким ($\tau \approx 4$) слоям излучающей области. В спектрах ряда барстеров удалось обнаружить линию железа с энергией $\sim 6,5$ кэВ.

При анализе спектров барстеров необходимо учитывать эффекты общей теории относительности (Парадаис, 1979).

§ 11. Термоядерное горение на поверхности нейтронных звезд.

Сферически-симметричная модель

Вспышки I-го типа, для которых характерно высокое значение $\gamma_b \approx 10^{1,5}$, связывают с горением гелия на поверхности аккрецирующей нейтронной звезды. Все расчеты, проведенные до сих пор, предполагают полную сферическую симметрию (далее мы рассмотрим, насколько это предположение близко к реальности). Более того, учитывается, что толщина оболочки, в которой накапливается аккрецируемое вещество, мала по сравнению с радиусом нейтронной звезды. Так что принимается приближение плоско-параллельных слоев. Ядерное горение как дополнительный источник энерговыделения при аккреции на нейтронные звезды впервые рассматривалось Розенблютом и др. (1973).

Пусть толщина оболочки из аккрецируемого вещества $\Delta R_{sh} \ll R_x$. Очевидны следующие соотношения:

$$M_{sh} = 4\pi R_x^2 \Delta R_{sh} \rho_{sh},$$

$$P_{sh} = \rho_{sh} g \Delta R = \frac{GM_x \rho_{sh} \Delta R_{sh}}{R_x^2}, \quad (95.V)$$

где M_{sh} — масса оболочки, ρ_{sh} , P_{sh} — плотность и давление на дне оболочки. Полагая $M_{sh} = \dot{M}t$, получим, что плотность и давление на дне оболочки монотонно растут:

$$\rho_{sh} = \frac{\dot{M}t}{4\pi R_x^2 \Delta R_{sh}}, \quad (96.V)$$

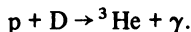
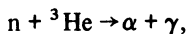
$$P_{sh} = \frac{GM_x \dot{M}t}{4\pi R_x^2}. \quad (97.V)$$

При толщине оболочки $\Delta R_{sh} \approx 50$ м давление на дне достигает $P_{sh} \approx 10^{24}$ дин/см², а плотность $\rho_{sh} \approx 10^7$ г/см³. Граничная энергия Ферми для электронов превышает 1,24 МэВ (включая энергию покоя), и этого

достаточно для реакции обратного β -распада:



Затем нейтроны захватываются протонами и образуют дейтерий. Если температура превышает 10^6 К, начинается быстрая термоядерная реакция, сопровождающаяся формированием гелия:



При горении водорода в этих реакциях выделяется примерно 7 МэВ на один нуклон. Горение в вырожденном газе называется пикноядерным. Оно осуществляется при низких температурах.

Характер термоядерного горения критически зависит от соотношения между скоростью выделения энергии Q_+ (в ядерном горении) и скоростью охлаждения за счет излучения Q_- . Q_+ и Q_- рассчитываются на 1 г вещества. При толщине 50 м и плотности $\rho_{sh} \approx 10^7$ г/см³ поверхностная плотность в оболочке $\Sigma_{sh} = \rho_{sh} \Delta R_{sh} \approx 5 \cdot 10^{10}$ г/см². Оптическая толща, например, по томсоновскому рассеянию оказывается гигантской:

$$\tau_T = \kappa_T \rho_{sh} \Delta R_{sh} \approx 2 \cdot 10^{10}.$$

Велика толща и по истинному поглощению. В результате тепло отводится диффузионным образом. Поэтому скорость потерь (см. формулу (53.II))

$$Q_- = \frac{c}{3\kappa\rho} \cdot \frac{d\epsilon_r}{dR} \cdot \frac{4\pi R_x^2}{M_{sh}}, \quad (99.V)$$

где ϵ_r — по-прежнему плотность энергии излучения. Подставляя $d\epsilon_r/dR = aT_{sh}^4/\Delta R_{sh}$ и $\rho = \rho_{sh}$, по формуле (96.V) получаем:

$$Q_- = \frac{16\pi^2 a c R_x^4 T_{sh}^4}{3\kappa M_{sh}^2}. \quad (100.V)$$

В формуле (100.V) учтено, что слой излучает в обе стороны.

Условие наступления термоядерной неустойчивости определяется равенством

$$Q_+ = Q_-. \quad (101.V)$$

Оболочка не успевает охладиться и термоядерная реакция проходит во взрывном режиме.

Подробные аналитические и численные расчеты были проведены Джоссом (1977) и Лэмбами (1978). Температура в оболочке между вспышками определяется из баланса скорости выделения энергии и охлаждения за счет излучения. Нагрев оболочки может происходить из-за энерговыделения а) в результате аккреции, б) за счет радиоактивности верхней, оставшейся после взрыва водородно-гелиевой оболочки и в) оболочку в принципе может нагревать и сама звезда. Для притока энергии можно принять следующую формулу:

$$L_+ = \eta \dot{M} c^2. \quad (102.V)$$

Например, для аккреции $\eta \approx 0,1$. Приравняем это выражение скорости

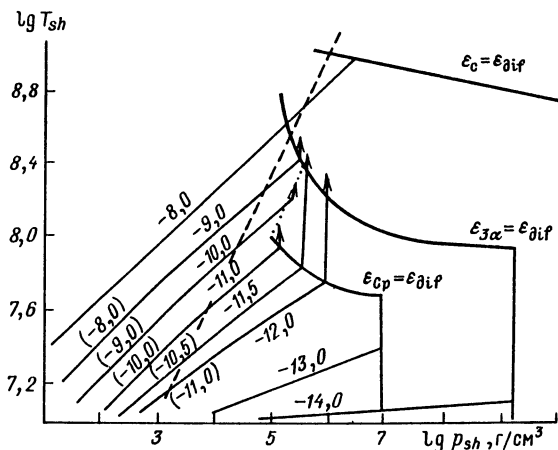


Рис. 79. Изменения $\lg T_{sh}$ и $\lg \rho_{sh}$ в оболочке аккрецирующей нейтронной звезды для различных M при $\alpha_1 = 0,01$ и $\alpha_1 = 10^{-3}$. Числа около линий указывают M ($M_\odot/\text{год}$). Сплошными линиями указаны условия загорания водорода, гелия и углерода; пунктирная – линия стационарного горения водорода (Эргма, 1982)

охлаждения за счет излучения $L = Q \cdot M_{sh}$ (Эргма и Тутуков, 1980):

$$T_{sh} \approx \begin{cases} 10^{9,1} \left(\frac{\eta \dot{M}_k}{M_x} \right)^{1/4} \left(\frac{\rho_{sh}}{\mu_e} \right)^{5/12} \text{ К,} & \text{вырожденный} \\ & \text{нерелятивистский газ} \\ 10^{9,6} \left(\frac{\eta \dot{M}_k}{M_x} \right)^{1/4} \left(\frac{\rho_{sh}}{\mu_e} \right)^{1/3} \text{ К,} & \text{вырожденный релятивистский} \\ & \text{электронный газ.} \end{cases} \quad (103.V)$$

При выводе (103.V) было использовано уравнение состояния вырожденного электронного газа:

$$P \approx \begin{cases} 10^{13} \left(\frac{\rho_{sh}}{\mu_e} \right)^{5/3} \text{ дин/см}^2, & \text{для вырожденного нерелятивистского} \\ & \text{электронного газа} \\ 1,5 \cdot 10^{15} \left(\frac{\rho_{sh}}{\mu_e} \right)^{4/3} \text{ дин/см}^2, & \text{для вырожденного релятивистского} \\ & \text{электронного газа.} \end{cases} \quad (104.V)$$

На рис. 79 показаны результаты расчетов температуры и плотности оболочки по приведенным выше формулам, а также отмечены критические линии загорания водорода, гелия и углерода (Эргма и Тутуков, 1980а, б). Принимается, что линия загорания водорода (пунктир) пересекается с линией квазистационарного горения водорода и линией загорания гелия. Из рис. 79 видно, что возможны различные режимы горения. Рассмотрим их.

1. Водородно-гелиевый барстер. При загорании водорода выделяется достаточное количество энергии для поджигания гелия. В свою очередь, горение гелия поднимает температуру до 10^9 К. Горение гелия проходит в высокотемпературном режиме и заметно отличается от обычного горения

в звездах в CNO-цикле. Если одновременно горят водород и гелий, то параметр $\gamma_b = L_0 / \langle L_b \rangle$ растет:

$$\gamma_b = \frac{GM_x}{R_x} / (q_H X + q_{He} Y), \quad (105.V)$$

где $q_H = 6 \cdot 10^{18}$ эрг/г, $q_{He} = 5,7 \cdot 10^{17}$ эрг/г, X, Y — содержание водорода и гелия соответственно. Значение γ_m сильно зависит от химического состава. (Для режима водородно-гелиевого барстера характерны $\gamma_b \lesssim 100$ и очень длинное время затухания вспышки: $\sim 10^5$ с.)

При $Y = 1$ $\gamma_b = 191 m/R_6$, а при $Y = 0,28$ $\gamma_b \approx 30 m/R_6$.

Энерговыведение при горении гелия в 3α -реакции равно

$$Q_+ \approx 4,55 \cdot 10^8 \rho^2 T_9^{-3} Y^3 \exp(-4,41/T_9), \quad (106.V)$$

где $T_9 = T_{sh}/10^9$ К.

2. При сгорании водорода увеличивается количество гелия и соответственно растет энерговыведение в 3α -реакции: $Q_+ \sim Y^3$. В узком интервале значений плотности возможно samozагорание гелия. В этом втором режиме длительность во вспышке по-прежнему велика, но $\gamma_b \gtrsim 100$.

3. Гелиевый барстер. По своим параметрам гелиевый барстер больше всего подходит к наблюдаемым вспышкам I типа. Длительность вспышки $\Delta t_b \approx 10$ с и $\gamma_b \gtrsim 100$. Для возникновения гелиевого барстера необходимо, чтобы весь водород успевал перегореть в квазистационарном режиме. При химическом составе типа солнечного стационарное горение (горячий CNO-цикл) протекает за время $\sim 10^5$ с. В то же время у ряда барстеров наблюдаются гораздо меньшие промежутки между вспышками: $t_b \approx 10^3 - 10^4$ с. Выгорание водорода за такое короткое время возможно только в том случае, если аккрецируемое вещество обладает повышенным содержанием углерода и кислорода. Согласно расчетам Эргмы (1982) водородно-гелиевый барстер с неизменным содержанием гелия (I тип) возникает при $\dot{M} \lesssim 10^{-11,5} M_\odot/\text{год}$, водородно-гелиевый с samozагоранием гелия — при $\dot{M} \approx 10^{-11,5} M_\odot/\text{год}$, гелиевый — в интервале $10^{-11,5} M_\odot/\text{год} \lesssim \dot{M} \lesssim 10^{-9,5} M_\odot/\text{год}$ и при $\dot{M} \gtrsim 10^{-9,5} M_\odot/\text{год}$, зоны горения водорода и гелия перекрываются. Квазистационарное горение водорода идет в широком диапазоне темпа аккреции.

Численные расчеты проводились различными авторами: Джоссом (1978), Таамом и Пиклумом (1979), Таамом (1980), Эргмой и Кудряшовым (1981). Эти расчеты подтверждают модель гелиевого барстера.

Важнейшим результатом является также вывод, сделанный еще в первых работах: пиковая светимость барстера очень близка к эддингтоновскому пределу. На самом деле, это понятно. Как только светимость барстера начинает превышать эддингтоновский предел, резко возрастает роль давления излучения, которое приводит к эффективному уменьшению силы тяжести. Оболочка расширяется — падают давление, плотность и температура и понижается энерговыведение в термоядерных реакциях.

Пиковую светимость барстеров можно использовать как "стандартную свечу" для измерений расстояний в Галактике.

Отметим, что все расчеты проведены в предположении о сферической симметрии. Однако есть по крайней мере три фактора, которые нарушают

сферическую симметрию: 1) несимметричное выпадение вещества; 2) быстрое вращение нейтронной звезды; 3) магнитное поле нейтронной звезды. Поэтому приведенные расчеты нужно считать в высшей степени модельными.

§ 12. Аккреция на рентгеновские барстеры

Отсутствие ярких оптических двойников у рентгеновских барстеров и источников балджа свидетельствует о том, что нормальные звезды в этих двойных системах — это звезды особенно малой светимости, а следовательно, и массы. Популярной является модель системы с рентгеновским барстером, где нормальный компонент — маломассивный красный карлик $M_0 \approx 0,1 - 0,3 M_\odot$, заполняющий полость Роша. В отличие от массивных двойных систем, для которых отношение масс компонентов $q = M_x/M_0 \ll 1$, в системах с рентгеновскими барстерами обратная ситуация: $q \gg 1$ (см. Джосс и Рапппорт, 1979). Кстати, большое отношение масс согласуется с отсутствием затмений у большинства барстеров — оптическая звезда из-за малых размеров перекрывает малую часть небосвода нейтронной звезды, и вероятность затмения мала (Мильграм, 1978). Существует, по-видимому, дополнительный эффект, объясняющий отсутствие затмений, связанный с тем, что основная часть излучения аккреционного диска "идет" вдоль его оси из-за комптоновского рассеяния. Поэтому мы видим системы только с полюса. Точнее, мы не видим систем с экватора.

Не исключена возможность, что в некоторых случаях реализуется аккреция звездного ветра красного гиганта. Скорость звездного ветра красных гигантов невелика, и в этом случае следует также ожидать образования аккреционного диска.

Излучение рентгеновских барстеров и многих других источников балджа не испытывает строго периодических пульсаций. Сравнивая барстеры и рентгеновские пульсары, мы замечаем, что их светимости существенно не отличаются (конечно, нужно сравнивать светимость пульсара с фоновой светимостью барстера). Отсутствие пульсаций можно объяснить только малостью магнитных полей рентгеновских барстеров. Как мы видели выше, модели, созданные последователями ядерного горения, не учитывали поле вообще.

Однако важно "не перегнуть". Казалось бы, отсутствие пульсаций означает, что магнитосферы нет вообще, т.е. $R_A < R_x$ и магнитные поля барстеров должны удовлетворять условиям (см. (31. III))

$$\mu < \mu_{\min} \approx 10^{26} L_{37}^{1/2} \text{ Э} \cdot \text{см}^3,$$

$$B < B_{\min} \approx 10^7 L_{37}^{1/2} \text{ Э}.$$

Но это не так. Приведенные оценки являются экстремальными. Уже при поле $B \approx 10^{10}$ Э обнаружить пульсации по имеющимся данным практически невозможно. Барстеры являются членами тесных двойных систем, где нормальная звезда заполняет полость Роша, так что аккреция идет в дисковом режиме. Но в дисковом режиме равновесный период нейтронной