

краткий обзор дает читателю представление о характере возможной будущей теории, которая сейчас интенсивно развивается в разных научных центрах, и, может быть, привлечет новых математиков и физиков к ее разработке.

Обратимся теперь к современным теориям катастрофических вспышек сверхновых.

§ 4. Вспышки сверхновых *)

В течение последних нескольких лет опубликован ряд работ, которые представляют собой весьма крупный шаг в теории поздних стадий эволюции и гравитационного коллапса массивных звезд ($M > M_{\odot}$). Очень интересно установление связи этих работ с наблюдаемыми вспышками сверхновых. Классическая теория эволюции звезд, учитывающая все тонкости ядерного горения, конвекции, лучистой теплопроводности, столкнулась со специфическими трудностями еще на стадии гелиевого горения [см. Хоффмейстер и др. (1964а; 1964b), Ибен (1964)]. Поэтому поздние стадии эволюции с горением углерода, кислорода и т. п., вплоть до образования железа, приходится пока рассматривать приближенно, например, с использованием политропных моделей. Этому вопросу посвящена содержательная работа Фаулера и Хойла (1964). Одним из важных результатов этой работы является построение приближенной модели предсверхновой, т. е. звезды в момент, непосредственно предшествующий потере механической устойчивости и гравитационному коллапсу. В политропном газовом шаре с показателем политропы $n = 3$ все газовые частицы звезды проходят один и тот же эволюционный трек на фазовой плоскости плотность — температура. Это обстоятельство позволяет ограничиться в основном рассмотрением локальной эволюции в центральной точке звезды с учетом важнейших физических процессов, происходящих при высоких плотностях и температурах, таких, как вклад релятивистских электронно-позитронных пар, радиации, излучения нейтрино, различных ядерных реакций и β -взаимодействий. Количественные выводы Фаулера и Хойла относятся только к звездам очень большой массы ($M > 10M_{\odot}$), где можно пренебречь вырождением электронов. По модели Фаулера и Хойла предсверхновая для типичной звезды, с массой $30M_{\odot}$, состоит из центрального железного ядра ($3M_{\odot}$), кислородной мантии ($17M_{\odot}$), причем мантия и ядро имеют вместе структуру политропы, и разреженной водородно-гелиевой оболочки ($10M_{\odot}$). В работе показано, что непосредственной причиной потери механической устойчивости звезды и последующей имплозии является фоторасщепление ядер железа на гелий и нуклоны. У типичной звезды с массой

*) Этот параграф написан В. С. Имшенником и Д. К. Надёжиным.

ядра и мантии $20M_{\odot}$ имплозия начинается при температуре центра $T_c \approx 5 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ и плотности центра $\rho_c \approx 10^7 \text{ г/см}^3$. Перед этим в процессе эволюции центральные области звезды догорают до железа, сохраняя гидростатическое равновесие, хотя уже при $T_c \gtrsim 0,5 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$ основным механизмом энергетических потерь, определяющим ускоренный темп эволюции, становится объемное нейтринное излучение, а не фотонные потери с поверхности звезды.

Таким образом, звезда подходит к упомянутому выше критическому состоянию. Важнейший вопрос состоит в следующем: каким образом при этом возникает взрыв, в котором выбрасывается массивная оболочка? Ведь достижение критического состояния знаменует собой начало быстрого сжатия звезды или, по крайней мере, ее центральной области. Лишенные поддержки внешние слои должны в свою очередь падать внутрь. Фаулер и Хойл пришли к выводу, что наблюдаемый эффект вспышки сверхновой может возникнуть в ходе имплозии из-за детонации кислорода мантии звезды. Следует отметить, что существование кислородной мантии одновременно с железным ядром связано с предположением об отсутствии перемешивания вещества звезды в процессе эволюции. Итак, предлагается рассматривать ядерную реакцию:



Характерную энергию $10^{50} \div 10^{52} \text{ эрг}$ вспышки сверхновых II типа, которые связываются как раз с массивными звездами, может дать тогда сгорание $0,1 \div 10 M_{\odot}$ кислорода. Таким образом, Фаулером и Хойлом указано конкретное решение проблемы о связи имплозии с эксплозией и разлетом внешней части звезды в пространство. Динамика самой имплозии в описываемой работе практически не могла быть проанализирована, так как все оценки делались в грубом предположении свободного падения и адиабатического характера процесса.

В большой работе Колгейта и Уайта (1966) впервые были сделаны расчеты динамики имплозии для целого ряда масс звезд ($10M_{\odot}$, $2M_{\odot}$, $1,5M_{\odot}$, $2M_{\odot}$ + оболочка красного гиганта в $\sim 8M_{\odot}$). В расчетах были приняты во внимание эффекты релятивистского вырождения электронов и нерелятивистского вырождения нуклонов. Характер принятого в работе нейтринного излучения (оно имело смысл модифицированного УРКА-процесса, хотя не учитывало его должным образом) был таков, что центральная область звезды в ходе имплозии охлаждалась до низких температур и за счет вклада в давление нерелятивистских вырожденных нейтронов останавливалась вблизи ядерной плотности вещества ($\rho_c \sim 10^{15} \text{ г/см}^3$). Однако сама по себе остановка ядра звезды, похожего на холодную нейтронную звезду, еще не вызывала существенного выброса массы внешней оболочки. Кроме того, остановка происходила уже в той области, где эффекты ОТО могли стать

существенными (динамика имплозии рассматривалась в рамках обычной нерелятивистской гидродинамики с гравитацией в ньютоновском приближении).

Важным новым достижением в работе Колгейта и Уайта является установление непрозрачности звезды для излученных в ее центре электронных нейтрино на поздних стадиях имплозии. Сечение поглощения и рассеяния нейтрино веществом зависит от энергии нейтрино как E^2 ; следовательно, чтобы средний свободный пробег нейтрино оказался меньшим размеров звезды, энергия нейтрино должна быть велика. Колгейт и Уайт предположили, что энергичные нейтрино ($E \sim 50 \text{ Мэв} \sim 5 \cdot 10^{11} \text{ }^\circ\text{К}$) рождаются на фронте мощной волны, которая отделяет холодное статическое нейтронное ядро звезды от свободно падающей на нее снаружи материи. Нейтрино с такой энергией поглощаются оболочкой звезды, следовательно, они переносят энергию, освобождаемую на границе ядра к внешним слоям звезды. Такую форму переноса энергии Колгейт и Уайт назвали *депозицией*. Депозиция приводит к нагреву оболочки и, следовательно, к возникновению в ней ударных волн, движущихся наружу. Это и есть новое решение основной проблемы теории сверхновых — переход от сжатия к взрыву. Следует, тем не менее, подчеркнуть, что численные расчеты депозиции, проведенные Колгейтом и Уайтом, служат лишь иллюстрацией существенной роли депозиции; они не являются твердыми доказательствами природы взрыва сверхновой, поскольку используемая математическая модель основана скорее на интуитивных предположениях, а не на строгом исследовании. Поэтому количественные заключения о массе сброшенной оболочки звезды (а она составляет значительную часть всей массы модели), характере расходящейся ударной волны, доле космических лучей, излучении в оптическом диапазоне — требуют существенного уточнения и могут серьезно измениться при уточнении физической стороны процессов. Колгейт и Уайт оценили также кислородную детонацию на фоне имплозии звезды и заключили, что детонация не играет важной роли в энергетическом балансе модели сверхновой. Однако последующие исследования показали, что гипотеза о важной роли детонации кислорода, выдвинутая Фаулером и Хойлом, все же имеет право на существование (см. ниже).

В работе Колгейта и Уайта имплозия звезд малой массы ($2M_\odot$ и $1,5M_\odot$) приводит к тем же самым результатам, что и имплозия звезд большой массы ($10M_\odot$), хотя непосредственной причиной имплозии является не распад железа, а поглощение вырожденных электронов ядрами (при плотности $\rho \geq 10^{11} \text{ г/см}^3$ фермиевская энергия электронов становится $\geq 20 \text{ Мэв}$, что вполне достаточно для нейтронизации любых ядер, даже He^4). Эти расчеты вызывают еще большую критику, поскольку здесь не принята во внимание конечность времен обратных β -процессов.

Вскоре вслед за работой Колгейта и Уайта появились две интересные статьи Арнетта (1966; 1967), в которых основное внимание сконцентрировано на нейтринных процессах. В противоположность Колгейту и Уайту, Арнетт нашел, что ядро звезды не охлаждается, а нагревается во время взрыва до температуры порядка $3 \cdot 10^{11}$ °K ($kT = 24$ Мэв). Согласно Арнетту ударная волна, отделяющая сжимающееся ядро от спадающей оболочки, не играет существенной роли в рождении энергичных нейтрино. Нейтрино рождаются и поглощаются во всем ядре. Арнетт критикует приближение депозиции нейтрино Колгейта и Уайта и использует другой метод описания переноса энергии нейтрино.

После возникновения нейтринной непрозрачности для описания переноса энергии Арнеттом было принято приближение нейтринной теплопроводности, построенное по аналогии с лучистой теплопроводностью. Следует подчеркнуть, что идеологически эти работы являются развитием концепции Колгейта и Уайта, но представляются физически более последовательными. Однако недостаточность данных в области нейтринной физики и сложность нейтринных взаимодействий не позволили Арнетту полностью реализовать все преимущества приближения нейтринной теплопроводности. При определении росселандовой средней нейтринной непрозрачности Арнетт учел только эффект рассеяния нейтрино на электронах, полагая, что таким путем оценена минимальная величина непрозрачности. Вероятно, в этих оценках содержится большой произвол, даже в утверждении об их минимальности. В частности, сомнителен способ определения концентрации электронов. К тому же в этой работе показано, что конечный результат сброса оболочки весьма чувствителен к величине нейтринной теплопроводности. Арнетт (1966) учел более полно источники нейтринного излучения, чем это было сделано раньше. С этим в основном связано получение горячего нейтронного ядра звезды после остановки имплозии, а не холодного нейтронного ядра Колгейта и Уайта. В согласии с данными Колгейта и Уайта показано, что без учета нейтринной непрозрачности сброс оболочки практически не осуществляется. В своей первой работе Арнетт приходит к выводу о хорошем согласии своих результатов с результатами Колгейта и Уайта. Для испытания структурной чувствительности им же был проведен дополнительный расчет имплозии с совершенно другой моделью предсверхновой, полученной ранее в работе Чиу (1966b). В модели Чиу, полученной по классической схеме эволюции без использования приближения политропы и с включением нейтринных потерь, имеется очень плотное, почти изотермическое ядро с плотностью в центре $\rho_c \sim 10^9$ г/см³. Имплозия в этом случае обусловлена, аналогично малым массам Колгейта и Уайта, электронным захватом. Окончательные результаты, несмотря на большую разницу в структуре предсверхновых (кон-

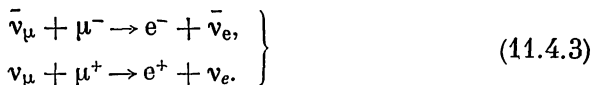
денсированная модель и модель политропы с $n = 3$), в общем, похожи друг на друга. В работе Арнетта (1966) отмечена еще возможная большая роль мюонных нейтрино, для которых оболочка звезды прозрачна при любой плотности и возникновение которых обусловлено спонтанным распадом μ -мезонов, рождающихся парами в горячем нейтронном ядре звезды *):

$$\mu^+ \rightarrow e^+ + \nu_e + \bar{\nu}_\mu, \quad \mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu. \quad (11.4.2)$$

Следующая работа Арнетта (1967) уточняет уравнение состояния вещества, которое в предыдущей работе было очень грубым, включает излучение мюонных нейтрино, дополнительно учитывает модифицированный УРКА-процесс, а также содержит некоторые другие физические уточнения задачи. В результате расчетов серии масс ($32M_\odot$, $8M_\odot$, $4M_\odot$, $2M_\odot$) автор приходит к принципиально иным выводам, чем раньше. Для двух больших масс имплозия центральных областей звезды не останавливается, и не происходит сброса массы. Здесь на результат, вероятно, наиболее существенно повлияли мюонные нейтрино, которые унесли огромную энергию $\sim 10^{54}$ эрг (в то время как электронные нейтрино уносят $\sim 10^{52}$ эрг) и не дали остановиться имплозии. Меньшее влияние мюонные потери энергии оказали на массы $4M_\odot$ и $2M_\odot$, где результаты похожи на предыдущие. Например, при массе модели $2M_\odot$ произошел сброс оболочки, и осталось горячее нейтронное ядро с массой $0,57M_\odot$, которое после остывания может стать устойчивой нейтронной звездой. Таким образом, по Арнетту (1967), звезды с массой, несколько большей $4M_\odot$, испытывают в конце концов релятивистский коллапс и не дают эффекта вспышки сверхновой. Только для звезд достаточно малой массы имплозия может сопровождаться вспышкой сверхновой. При оценке окончательных выводов Арнетта, вероятно, нужно напомнить о большой чувствительности результатов расчета к заданной величине нейтринной непрозрачности. Поэтому, например, указанная критическая масса ($4M_\odot$) может серьезно измениться. В связи с этим, следует отметить важные результаты полученные Домогацким (1969). Мюонные нейтрино, испускаемые в реакции (11.4.2), имеют среднюю энергию $\sim 35 Mэв$. Эти нейтрино не могут взаимодействовать с нуклонами, так как пороговая энергия такого взаимодействия, соответствующая массе μ -мезона, равна $\sim 100 Mэв$. Однако, как показал Домогацкий, концентрация μ -мезонов при температурах $T_9 > 200$ (в соответствии с расчетами Арнетта температура может

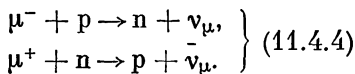
*) Этот процесс, вообще говоря, становится существенным лишь при очень высоких температурах. Для сравнения можно указать $m_\mu c^2/k = = 1,2 \cdot 10^{12}$ °К. Эффективная степень температурной зависимости энергетических потерь мюонными нейтрино, как легко показать, равна $1,2 \cdot 10^{12}/T$, и соответственно она может быть очень велика в той области, где этот процесс становится существенным.

достигать $T_9 \sim 300$) так высока, что рождаемые в реакциях (11.4.2) нейтрино будут поглощаться самими же μ -мезонами:



Эти реакции, в отличие от реакций (11.4.2), не имеют порога. Средняя длина свободного пробега нейтрино при температуре $T_9 = 300$ оказывается порядка 10^5 см, что намного меньше размера сжимающегося ядра звезды. Следовательно, ядро становится непрозрачным для мюонных нейтрино!

Более того, для плотностей $\geq 10^{11}$ г/см³ (такие плотности быстро достигаются во время имплозии) основными реакциями, производящими нейтрино, будут не (11.4.2), а следующие:



Нейтрино, рождаемые в этих реакциях, имеют энергии порядка массы покоя мюона. Принимая во внимание движение нуклонов, Домогацкий нашел, что для реакций, обратных (11.4.4), что средняя длина пробега нейтрино меньше, чем 10^5 см даже при $T_9 \geq 100$.

В свете приведенных выше результатов Домогацкого за-

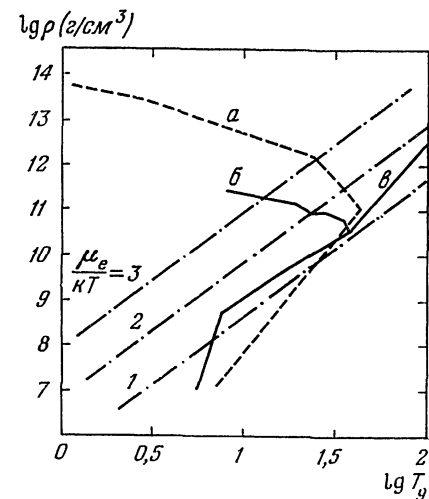


Рис. 54. Физические условия в центре сжимающегося ядра звезды при различных законах нейтринного излучения, принятых в расчетах. Кривая «а» (пунктир) взята из работы Колгейта и Уайта (1966), кривые «б» и «в» получены Ивановой и др. (1967). Кривая «б» соответствует закону нейтринного излучения по Колгейту и Уайту, кривая «в» — правильному закону нейтринного излучения в модифицированном урка-процессе. Штрих-пунктиром показаны линии постоянного химического потенциала электронов в единицах kT (значения даны на рисунке).

ключение Арнетта о решающем влиянии мюонных нейтрино на динамику сжатия нуждается в пересмотре. Кроме того, для звезд малой массы, для которых устанавливается эффект сверхновой, слабым местом рассмотрения является пренебрежение конечностью времен β -процессов.

Независимым образом рассмотрение динамики имплозии массивной звезды ($10M_\odot$, $30M_\odot$) было предпринято Ивановой, Имшенником и Надежиным (1967). Они нашли, в согласии с Арнеттом, что ядро массивной звезды нагревается во время имплозии. Связь температуры с плотностью в сжимающемся ядре сильно зависит от

характера излучения нейтрино. При сжатии массивной звезды ($10M_{\odot}$, $30M_{\odot}$) нейтрино испускаются в основном в УРКА-процессе на свободных нуклонах. Иванова и др. показали, что характерное время захвата позитронов и электронов свободными нуклонами в имплозирующем ядре составляет менее одной десятой гидродинамического времени. Следовательно, во время имплозии поддерживается кинетическое равновесие между прямыми и обратными β -процессами. Большая часть электронов исчезает благодаря нейтронизации, и электронный газ оказывается не полностью, а лишь частично вырожденным ($\mu_e/kT = 1 \div 2$).

В этих условиях β -процессы не являются «замороженными», как это предположили Колгейт и Уайт; следовательно, принятая ими формула для испускания нейтрино и вывод о том, что ядро сжимающейся звезды остается холодным, некорректны. Кривая зависимости плотности от температуры для центра имплозирующей звезды, вычисленная Ивановой и др., показана на рис. 54. Кривая б на этом рисунке получена в специальном контрольном расчете с использованием некорректной формулы Колгейта и Уайта для нейтринных потерь; правильная формула для закона нейтринного излучения приводит к нагреванию центральных областей звезды (кривая в). Скорость потери энергии УРКА-процессом в случае полной прозрачности для нейтрино и антинейтрино для достаточно высоких температур ($kT \gg m_e c^2$) можно записать в виде [Иванова и др. (1967)]:

$$\varepsilon_{\nu\beta} = 1,3 \cdot 10^9 T_9^6 \alpha(T_9) \Phi \left(\frac{\rho}{T^3} \right) \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}; \quad (11.4.5)$$

множитель $\alpha(T_9)$ учитывает зависящий от температуры химический состав (при низких температурах это железо; при высоких температурах железо распадается на свободные нуклоны). Для Fe $\alpha \approx 1$, для свободных нуклонов $\alpha = 56 \frac{(ft)_{Fe}}{(ft)_n} = 612$. При этом использована сделанная Фаулером и Хойлом (1964) минимальная оценка $(ft)_{Fe} = 1,3 \cdot 10^4 \text{ сек}$. Медленно меняющаяся функция Φ учитывает вырождение электронов. В отсутствие вырождения $\Phi = 1$, с увеличением вырождения Φ уменьшается.

Иванова и др. (1967), в отличие от Арнетта (1966; 1967), учитывали поглощение нейтрино и антинейтрино в центральных областях звезды с помощью некоторого эффективного коэффициента. На каждом шаге интегрирования этот коэффициент вычислялся из известного решения уравнения переноса в центре звезды с использованием расчетных распределений температуры и плотности внутри звезды. Предварительное исследование показало, что основным процессом является учтенное в расчетах поглощение антинейтрино при взаимодействии с протонами и поглощение

нейтрино при взаимодействии с нейтронами:

$$\left. \begin{aligned} \bar{\nu} + p &\rightarrow e^+ + n, \\ \nu + n &\rightarrow p + e^-. \end{aligned} \right\} \quad (11.4.6)$$

(Рассеяние нейтрино и антинейтрино не имеет столь большого значения, как предполагалось в работах Колгейта и Уайта и Арнетта). Иванова и др. предположили, что значение эффективного коэффициента поглощения, вычисленное для центра звезды, справедливо также во всей звезде. В этом приближении, конечно, игнорируются эффекты депозиции нейтрино. Кроме того, в отличие от Арнетта, в соответствии с результатами Домогацкого (1969) не учитывались мюонные нейтрино.

Иванова и др. первыми рассмотрели детонацию кислорода (11.4.1), в расчетах динамики гравитационного коллапса. Расчет горения кислорода производился по формуле:

$$\frac{dx_{16}}{dt} = -\rho x_{16}^2 \left(\frac{T_9}{5,3}\right)^{26}. \quad (11.4.7)$$

Здесь x_{16} — весовая концентрация кислорода. В интервале температур $T_9 \approx 3 \div 5$ формула (11.4.7) с точностью до множителя порядка 1,5 аппроксимирует точное выражение, данное Фаулером и Хойлом (1964). Детонация кислорода энергетически способна вызвать разлет всей звезды. С учетом ядерной энергии полная энергия звезды в момент потери устойчивости положительна. В этом состоит принципиальное отличие детонания ядерного горючего от передачи энергии нейтринным механизмом, когда полная энергия звезды отрицательна. Нейтринная депозиция может привести лишь к выбросу части массы; при этом остаток должен попасть в новое равновесное состояние или сколлапсировать.

Энерговыделение при горении кислорода равно

$$\varepsilon_{\text{дет}} = \frac{\Delta q}{2Am_p} \left| \frac{dx_{16}}{dt} \right|, \quad \Delta q = 16,54 \text{ Мэв}, \quad A = 16. \quad (11.4.8)$$

Для обоснования преимущественного синтеза кислорода было оценено время конкурирующего процесса — фоторасщепления кислорода. Оценка показала, что оно при характерных температурах и плотностях сгорания кислорода значительно превышает время горения. Горение кислорода в расчете приобретает черты детонации и приводит к существенному выделению энергии. Уравнение (11.4.7) решалось численно совместно с уравнениями газовой динамики, описывающими сжатие звезды. В начальной модели было принято, что внешняя часть звезды $10M_{\odot}$ содержит $3,6M_{\odot}$ чистого кислорода. При этом в детонационной волне сгорает почти весь кислород (80 ÷ 90%) и выделяется энергия $\sim 3 \cdot 10^{51}$ эрг.

Опишем теперь, основываясь на упомянутых выше работах, последовательность событий, приводящих к взрыву массивной ($\geq 10M_{\odot}$) сверхновой. Понижение показателя адиабаты $\gamma = \left(\frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho}\right)_S$ в результате фоторасщепления элементов группы железа является причиной потери звездой устойчивости. Неустойчивость по отношению к сжатию возникает, когда в центре звезды плотность и температура становятся равными $1,2 \cdot 10^7$ г/см³ и $5,5 \cdot 10^9$ °К, а радиус звезды, точнее, мантии звезды составляет $4 \cdot 10^{-2} R_{\odot}$ *). Отметим, что граница устойчивости звезд в широком диапазоне масс была ранее определена с помощью приближенного энергетического метода Бисноватым-Коганом и Кажданом (1966); см. § 10 гл. 10.

Начальная стадия сжатия слабо чувствительна к форме уравнения состояния, так как сжимающееся вещество движется в основном под действием силы тяжести, которая в несколько раз превышает силу давления. Различные аппроксимации уравнения состояния, использованные в цитированных работах, приводят на этой стадии приблизительно к одинаковому изменению плотности и температуры внутри звезды.

Когда температура достигает $\sim 20 \cdot 10^9$ °К (плотность в центре при этом $\sim 10^{10}$ г/см³), появляется много свободных нуклонов, и резко возрастает скорость нейтринного излучения. Ведущим оказывается УРКА-процесс на свободных нуклонах. Несмотря на то, что показатель адиабаты γ после окончания фоторасщепления вновь возрастает и становится больше критического значения $4/3$, ядро звезды продолжает быстро сжиматься. Скорость потерь энергии нейтринным излучением настолько велика, что ядро звезды сжимается практически с гидродинамической скоростью; сжатие обеспечивает этот расход энергии за счет гравитационной энергии. Если закон нейтринного излучения и уравнение состояния имеют степенной вид, что [согласно общей теории, Седов (1967)] сжатие под действием нейтринного излучения выходит на автомодельный режим (Надежин, 1968). Существование автомодельного решения (помимо преимуществ его использования) означает, что стадия имплозии под действием нейтринного излучения слабо чувствительна к начальному состоянию ядра звезды (начальные условия «забываются»). При температуре $40 \cdot 10^9$ °К (плотность $3 \cdot 10^{11}$ г/см³) «оптическая» толща ядра звезды по отношению к антинейтрину становится порядка 1. Оптическая толща по отношению к нейтрину составляет в данный момент уже несколько единиц, так как нейтринно поглощается нейтронами, concentra-

*) Все приводимые далее численные данные относятся к звезде $10M_{\odot}$ и взяты из работы Ивановой и др. (1967). Случаи расхождения с данными Колгейта и Уайта (1966) и Арнетта (1966; 1967) будут рассматриваться особо.

ция которых значительно больше концентрации протонов — поглотителей антинейтрино. Спектр излучаемых звездой нейтрино и антинейтрино в момент, предшествующий наступлению непрозрачности, показан на рис. 55. Максимум приходится на энергию 8 Мэв .

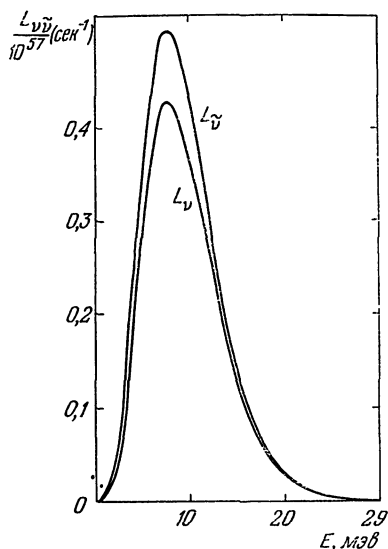


Рис. 55. Расчетная спектральная нейтринная и антинейтринная светимости сверхновой в момент, непосредственно предшествующий наступлению непрозрачности (оптические толщты по отношению к нейтрино и антинейтрино в этот момент составляют соответственно 0,6 и 0,08).

Так, например, такая же величина излученной энергии получается при рассмотрении коллапса к ядерным плотностям в приближении свободного падения, без учета поглощения нейтрино (Гусейнов, 1968).

Вместе с уменьшением нейтринных потерь резко замедляется сжатие ядра звезды, так как показатель адиабаты $\gamma \approx 5/3$ (горячий невырожденный нейтронный газ)*). Масса непрозрачного для нейтрино ядра звезды в момент максимума нейтринного блеска (рис. 56) равна $\sim 0,1 M_{\odot}$, т. е. всего 1% от массы звезды, плотность в центре $5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3$. Радиус нейтринной «фотосферы», определяемый условием $\tau_{\nu} = 1$, составляет $3 \cdot 10^8 \text{ см}$, а ее температура равна $80 \cdot 10^9 \text{ }^{\circ}\text{К}$. При этом фермиевское распределение дает среднюю энергию излучаемых нейтрино и антинейтрино порядка 20 Мэв . Ядро полностью останавливается, когда центральные

*) Равновесные давление и энергия нейтринного газа на два порядка меньше, чем у нейтронного газа; это же относится и к фотонному газу.

По мере роста непрозрачности по отношению к нейтрино и антинейтрино уменьшаются потери энергии нейтринным излучением. Суммарная нейтринная и антинейтринная светимость звезды достигает максимального значения $3 \cdot 10^{53} \text{ эрг/сек}$. Нейтринная кривая блеска имеет вид острого пика с характерным временем $0,03 \text{ сек}$ и общей излученной энергией $8 \cdot 10^{51} \text{ эрг}$ (Арнетт получил в три раза большую величину). Отметим, что в более ранних работах получена оценка энергии электронных нейтрино для масс $2M_{\odot}$ того же порядка, что и у Арнетта, а для $10M_{\odot}$ примерно в 100 раз бóльшая, хотя полная энергия, найденная Арнеттом с учетом мюонных нейтрино, оказалась такой же. Вообще эта цифра слабо чувствительна к конкретным предположениям.

плотность и температура становятся равными $3 \cdot 10^{13}$ г/см³ и $140 \cdot 10^9$ °К. Учет мюонных нейтрино Арнеттом (1967) в приближении полной прозрачности привел к остановке ядра при значительно более высокой температуре ($\sim 300 \cdot 10^9$ °К) и плотности порядка ядерной. Тем не менее, даже в этом случае эффекты ОТО оказываются несущественными. Они должны сказаться на поздней

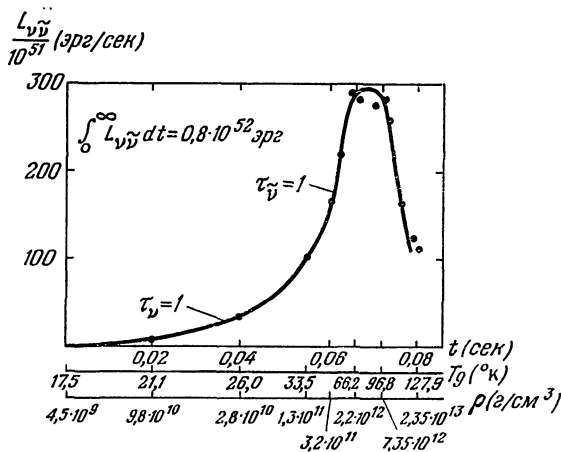


Рис. 56. Суммарная нейтринная и антинейтринная кривая блеска сверхновой, аппроксимирующая расчетные данные (точки). Приведены шкалы температуры и плотности в центре звезды, указаны моменты наступления непрозрачности по отношению к нейтрино и антинейтрино ($\tau_{\nu} = 1$, $\tau_{\bar{\nu}} = 1$) и полная излученная энергия в виде нейтрино и антинейтрино, равная $8 \cdot 10^{51}$ эрг.

стадии, когда массивное остановившееся ядро охладится и испытает общерелятивистский коллапс.

В момент остановки ядра звезды начинает формироваться расходящаяся ударная волна, усиливающаяся за счет эффектов депозитии нейтрино и (или) детонации кислорода. Ударная волна возникает также и в случае отсутствия депозитии и детонации за счет простого газодинамического отражения и эффекта кумуляции энергии вблизи фронта волны в атмосфере со спадающей плотностью, но сила ударной волны при этом настолько мала, что этот процесс вряд ли имеет отношение к вспышкам сверхновых.

Пока основным параметром, по которому теория сверхновых связывается с наблюдением, является энергия, вынесенная в космическое пространство в виде света и кинетической энергии выброшенной оболочки. Согласно Шкловскому (1966) энергия взрыва сверхновых II типа достигает $10^{51} \div 10^{52}$ эрг, а I типа — 10^{50} эрг. В расчетах Колгейта и Уайта (1966) и Арнетта (1967) депозития

нейтрино в массивной сверхновой вполне обеспечивает большую энергию взрыва порядка 10^{52} эрг. В расчетах Ивановой и др. (1967) без учета депозиции нейтрино, но с детонацией кислорода, получается кинетическая энергия оболочки $3 \cdot 10^{50}$ эрг (чисто газодинамический эффект без детонации и депозиции дает около 10^{49} эрг). Напомним, что энергия, выделившаяся при сгорании кислорода, составила $3 \cdot 10^{51}$ эрг, т. е. лишь небольшая ее доля ($\sim 10\%$) переходит в кинетическую энергию выброшенной оболочки. Основная часть выделившейся энергии расходуется на подъем вещества в собственном поле тяжести. Найденная энергия лежит вблизи нижней границы указанного Шкловским разброса энергий взрыва сверхновых. В последнее время появилась работа (Поведа и Волчер, 1968), авторы которой, интерпретируя наблюдательные данные, сделали вывод, что средняя энергия взрыва сверхновых II типа составляет $4 \cdot 10^{49}$ эрг. К уменьшенной оценке энергии взрыва можно также прийти на основе результатов работы Гордона (1967).

Отметим, однако, что не исключена модель сверхновой, в которой кислород смог бы продетонировать, находясь в области с малым гравитационным потенциалом, и сообщить необходимую энергию выброшенной оболочке. В этом случае причиной детонации не может быть сжатие звезды в результате фоторасщепления элементов группы железа или нейтронизации вещества, так как такое сжатие непременно затягивает кислород или какое-либо другое термоядерное топливо в область с большим гравитационным потенциалом. Фрейли (1968), например, показал, что у звезд с очень большой ($\geq 40 M_{\odot}$) массой эволюционная стадия горения кислорода в центральном конвективном ядре носит взрывной характер, как только рождение электронно-позитронных пар ослабляет устойчивость звезды относительно сжатия, причем энергия взрыва достаточна для сброса значительной доли массы звезды.

На динамику имплозии может оказать влияние до сих пор не учтенное в расчетах вращение звезды. Согласно грубым оценкам [Колгейт и Уайт (1966); Иванова, Имшенник, Надежин (1969)], вращение может само остановить коллапс к моменту наступления непрозрачности по отношению к нейтрино, а в случае нетвердотельного закона вращения с возрастанием угловой скорости к центру — даже на стадии полной прозрачности для нейтрино. В таком случае единственным механизмом взрыва остается детонация ядерного горючего. Первая попытка рассчитать сжатие вращающейся звезды на основе двумерных уравнений гидродинамики сделана Дьяченко, Зельдовичем, Имшенником и Палейчик (1968).

В связи с перечисленными соображениями гипотеза Фаулера и Хойла о детонации ядерного горючего как основном источнике

энергии взрыва сверхновых по-прежнему остается в силе и не уступает в этом отношении гипотезе Колгейта и Уайта о ведущей роли депозиции нейтрино.

Наименее развитой является теория взрывов звезд малой массы ($1,5 \div 2M_{\odot}$), связываемых со вспышками сверхновых I типа. Исследование взрывов звезд такой массы приобретает особый интерес, так как именно в этом случае должны в основном рождаться устойчивые нейтронные звезды, отождествляемые в настоящее время с пульсарами.

Здесь возникает много новых вопросов, связанных с уравнением состояния, нейтринным излучением и соотношением между временем нейтронизации и гидродинамическим временем. Четчин (1969) рассмотрел горячую нейтронизацию элементов группы железа и роль переобогащенных нейтронами ядер. Имшенник и Четчин (1970) исследовали термодинамику вещества в условиях свободного выхода из системы нейтрино и антинейтрино, основываясь на кинетическом равновесии β -процессов (при температурах $5 \leq T_9 \leq 20$ и плотностях $10^8 \text{ г/см}^3 \leq \rho \leq 10^{12} \text{ г/см}^3$). Вследствие чрезвычайной медленности β -процессов нейтронизация не может привести к быстрому развитию гидродинамического сжатия звезды. Нейтринное излучение в области горячей нейтронизации с оценкой вклада переобогащенных нейтронами ядер обсуждается в работах Цуруты и Камерона (1965) и Надежина и Четчина (1969). Роль парных столкновений нуклонов, сопровождаемых β -процессами, рассмотрена Копысовым и Кузьминым (1968).

В отличие от Колгейта и Уайта и Арнетта, рассчитавших динамику взрыва звезды малой массы на основе равновесной нейтронизации и депозиции нейтрино, Хансен и Уилер (1969) исследовали динамику взрыва, в ходе которого происходит детонация углерода. В качестве начальной модели был взят изотермический белый карлик с массой $1,42M_{\odot}$, температурой 10^8 K и центральной плотностью $7 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, состоящий на 90% из C^{12} и на 10% из Mg^{24} . Предполагалось, что в ядре звезды с массой $0,5M_{\odot}$ весь Mg^{24} после мгновенного электронного захвата переходит в Na^{24} . В результате скачкообразного увеличения молекулярного веса (на $\sim 1,6\%$) начинается гидродинамическое сжатие с повышением температуры, в процессе которого возникает мощная углеродная вспышка. Звезда разлетается полностью со средней скоростью 7000 км/сек и энергией $8 \cdot 10^{50} \text{ эрг}$. Излучение нейтрино в такого рода моделях, очевидно, несущественно. Физические условия внутри белых карликов в связи со вспышками сверхновых рассматривались в ряде работ [Хойл и Фаулер (1960); Шацман (1963); Бисноватый-Коган и Сеидов (1969)]. Термоядерным взрывам звезд достаточно малой массы посвящена также работа Арнетта (1969). Вместо того, чтобы сразу рассматривать звезду вблизи границы гидродинамической устойчивости, Арнетт рассчитал гидростатическую

эволюцию (правда, с использованием некоторых приближений) звезды умеренной массы ($4M_{\odot} < M < 9M_{\odot}$), в которой эффекты вырождения электронного газа играют определяющую роль в уравнении состояния. Углеродное ядро такой звезды, окруженное гелиевым слоевым источником энергии, постепенно растет по массе с одновременным увеличением плотности и температуры. Когда масса ядра оказывается вблизи чандрасекаровского предела $1,37M_{\odot}$ с центральной плотностью $3 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, развивается вначале тепловой взрыв горения C^{12} , а потом (при центральной температуре свыше $2 \cdot 10^9 \text{ }^\circ\text{K}$) гидродинамический взрыв с распространением расходящейся от центра детонационной волны. В этом взрывном процессе сгорает все углеродное ядро звезды с выделением достаточной энергии $2 \cdot 10^{51} \text{ эрг}$ для обеспечения эффекта сверхновой. Гравитационная энергия очень мала, в отличие от предыдущих случаев. Важно, что эта модель сверхновой не связана с потерей механической устойчивости звезды и гравитационным коллапсом, свойственным, в числе других, и модели Хансена и Уилера. Она названа автором термоядерной моделью сверхновой. Особенностью моделей Хансена и Уилера и Арнетта можно назвать отсутствие остатка в виде нейтронной звезды, так как имеет место полный разлет всей массы.

Интересным является вопрос о роли магнитного поля при взрывах сверхновых. На основе косвенных соображений о существовании магнитных полей в пульсарах (Голд, 1968), а также исходя из измерений поляризации радиоизлучения остатка сверхновой Кассиопея А (Майер, 1968), можно прийти к выводу о возникновении очень сильных магнитных полей (порядка $10^9 \div 10^{10} \text{ гс}$) в процессе имплозии. Бисноватый-Коган (1970) предположил, что магнитное поле может быть причиной переноса момента во вращающейся коллапсирующей звезде от центральных областей наружу, т. е. магнитное поле может оказаться эффективным переносчиком гравитационной энергии, выделяющейся при сжатии ядра, в промежуточные слои и тем самым играть ту же роль в динамике сверхновой, что и депозиция нейтрино. Магнитное поле во вращающейся звезде может быть ответственным за асимметрию выброса вещества (Иванова и др., 1969).

Таким образом, в современном состоянии теория сверхновых имеет довольно много степеней свободы, но все же центральное место в ней занимает проблема потери устойчивости звездой на поздних стадиях эволюции после исчерпания в ядре запасов ядерной энергии. Последующий процесс имплозии звезды непременно должен сопровождаться мощным нейтринным излучением. Детектирование этого излучения (Домогацкий и Зацепин, 1969а, б) позволит сделать огромный шаг в теории сверхновых, в частности, и в теории поздних стадий эволюции звезд вообще. Согласно Арнетту (1966; 1967) и Ивановой и др. (1967), электронные нейтрино

излучаются с полной энергией $\sim 10^{52}$ эрг в течение $\sim 3 \cdot 10^{-3}$ сек со средней энергией частиц ~ 20 Мэв. Тогда, аналогично Арнетту (1966), можно получить, что число отсчетов на измерительной установке Дэвиса (1968) будет превышать 10, если сверхновая будет находиться не дальше 5 кпс, т. е. в пределах нашей Галактики.

Очень важным является вопрос о кривой блеска сверхновой. Сопоставление с наблюдениями кривых блеска, полученных из теоретических расчетов, должно дать ценную информацию о параметрах, характеризующих звезду непосредственно перед вспышкой, таких, как масса, радиус, скорость спадания плотности вблизи поверхности звезды. Распространение сильной ударной волны в среде с понижающейся плотностью обладает тем свойством, что значения газодинамических величин (давления, скорости и т. д.) очень слабо зависят от предыстории возникновения ударной волны. Основными характеристиками, определяющими процесс, являются полная энергия, заключенная в движущемся газе, и закон спадания плотности. Для степенного закона спадания плотности, который приближенно выполняется во внешних слоях звезды, распространение сильной ударной волны является автомодельным [Гандельман, Франк-Каменецкий (1956)], и результат совсем не зависит от конкретного вида начальных условий. Это обстоятельство позволяет при теоретическом изучении взрыва сверхновой рассматривать выход ударной волны отдельно от механизма генерации ударной волны вблизи центра звезды. Связующим параметром является полная энергия газа, движущегося за ударным фронтом. Выброс оболочки ударной волной исследован в работах Надежина и Франк-Каменецкого (1962; 1964б). В работе Имшенника и Надежина (1964) была сделана попытка объяснить кривую блеска сверхновой II типа путем расчета выхода ударной волны с учетом лучистой теплопроводности и рекомбинации водорода в расширяющейся оболочке. Основная идея этой работы состоит в том, что кривая блеска сверхновой есть результат высвечивания тепловой энергии внешних слоев звезды, нагретых сильной ударной волной. В качестве предсверхновых были взяты политропы индекса 3 с массами $15 M_{\odot}$ и $50 M_{\odot}$, радиусами соответственно $9R_{\odot}$ и $20 R_{\odot}$. Выход ударной волны на поверхность сопровождается резким пиком светимости. Хотя светимость у сверхновых II типа в максимуме и достигает наблюдаемой величины ($M_{\text{bol}} \sim -21^m$), но продолжительность свечения ничтожно мала (~ 20 мин вместо ~ 20 дней). Светимость падает из-за быстрого расширения и адиабатического охлаждения внешних слоев, поскольку плотность еще довольно высока, и лучистой теплопроводностью можно пренебречь. В результате дальнейшего понижения температуры начинается рекомбинация водорода, основным механизмом охлаждения становится перенос энергии излучением, и возникает так называемая волна охлаждения, впервые описанная

Зельдовичем, Компанейцем и Райзером (1958) на примере взрыва в воздухе. Расчетная кривая блеска выходит на плато со значением светимости $M_{\text{bol}} = -13^m \div -15^m$. Такая светимость сохраняется приблизительно в течение $50 \div 100$ дней. Излучение поддерживается в основном за счет энергии, освобождающейся при рекомбинации водорода. Этот участок теоретической кривой блеска хорошо совпадает (как по величине, так и по продолжительности) с платообразным участком после известного излома на наблюдаемых кривых блеска сверхновых II типа *). Основная энергия излучается сверхновой за ~ 20 дней вблизи максимума блеска ($M_{\text{bol max}} = -21^m$), но последующий платообразный участок, тем не менее, отчетливо заметен на наблюдаемых кривых блеска. Совершенно ясно, что увеличение радиуса начальной модели звезды, которое приводит к возрастанию времени адиабатического охлаждения внешних слоев звезды, должно дать увеличение продолжительности свечения вблизи максимума. С этой целью был выполнен расчет для начальной модели $M = 30M_{\odot}$, $R = 500 R_{\odot}$, $L = 2 \cdot 10^5 L_{\odot}$ (желтый сверхгигант) (Грасберги Надежин (1969b)). Увеличение радиуса в ~ 50 раз, по сравнению с начальными моделями Имшенника и Надёжина (1964), привело к тому, что продолжительность пика светимости возросла до ~ 1 дня, а максимум блеска остался приблизительно тем же ($\sim -21^m$). При этом энергия движущегося газа за ударной волной, которая является свободным параметром задачи, была принята такой, чтобы скорость разлетающейся оболочки была порядка наблюдаемой у сверхновых II типа (~ 5000 км/сек). Как следует из расчетов, максимум блеска сверхновой достигается, когда радиус увеличивается по сравнению с начальным всего лишь в $\sim 1,5$ раза. Таким образом, восходящая ветвь кривой блеска сверхновой вызвана в основном прогревом поверхностных слоев, а не увеличением размеров светящейся поверхности. Это соображение дает возможность по наблюдаемым светимости ($\sim -21^m$) и температуре ($\sim 4 \cdot 10^4$ °К) сверхновой вблизи максимума блеска оценить радиус предсверхновой, который получается равным $\sim 10^4 R_{\odot}$. Такие большие радиусы могут иметь красные сверхгиганты спектрального класса M2, а также открытые недавно инфракрасные звезды. Расчет прохождения ударной волны через атмосферу такой звезды осложняется тем, что до сих пор не существует удовлетворительных моделей красных сверхгигантов. Однако этот пробел в теории строения звезд не является столь серьезным препятствием, чтобы отказаться от исследования распространения

*) В работе Имшенника и Надёжина (1964) при обсуждении результатов были использованы устаревшие данные о сверхновых II типа, и поэтому обсуждаемый участок кривой блеска был ошибочно отнесен к максимуму блеска сверхновой. На это обстоятельство было обращено внимание Шкловским (1966).

мощных ударных волн в протяженных атмосферах. Дело в том, что для ударной волны, распространяющейся со скоростью $(5 \div 10) \cdot 10^3$ км/сек и нагревающей газ за фронтом до температуры порядка $(50 \div 100) \cdot 10^3$ °К, практически не имеет значения, находится ли вещество атмосферы в гидростатическом равновесии или движется со скоростью $10 \div 100$ км/сек, является ли оно абсолютно холодным или имеет температуру $(5 \div 10) \cdot 10^3$ °К. В связи с этим отметим, что протяженная атмосфера может образоваться путем медленного истечения вещества из звезды на эволюционной стадии предсверхновой (Бисноватый-Коган и Зельдович, 1968). Некоторые свидетельства в пользу существования протяженной атмосферы у сверхновых (к сожалению, только косвенные) приведены в работе Поведа и Волчера (1968). Укажем также на работу Барбаро и др. (1969), в которой предсверхновая связывается с красным сверхгигантом.

Распространение ударной волны в очень разреженной атмосфере существенно отличается от ее движения в плотной атмосфере. Впереди ударной волны распространяется тепловая волна, которая имеет значительно бóльшую протяженность, чем толщина ударного фронта. Этот вопрос подробно рассмотрен в монографии Зельдовича и Райзера (1966). Возникновение тепловой волны в упомянутом выше расчете для желтого сверхгиганта с радиусом $R = 500 R_{\odot}$ также способствовало резкому увеличению продолжительности свечения вблизи максимума: от 20 минут до одного дня. Отметим, что у желтого сверхгиганта после максимума блеска также получился платообразный участок кривой блеска приблизительно с теми же параметрами, что и раньше. Таким образом, в отличие от области вблизи максимума, плато кривой блеска, вызванное волной охлаждения, слабо чувствительно к радиусу предсверхновой. Как показано Имшенником и Надёжиным (1964), основным определяющим параметром волны охлаждения является потенциал ионизации вещества.

В последнее время на основе уравнений газовой динамики с лучистой теплопроводностью был рассчитан выход ударной волны в протяженную атмосферу с радиусом $5000 \div 10\,000 R_{\odot}$ (Грасберг и Надёжин (1969а, б)). На рис. 57 показана теоретическая кривая блеска и характеристики фотосферы сверхновой. Первоначальный подъем светимости (участок *AB*) является результатом прогрева газа тепловой волной, распространяющейся впереди вязкого скачка. Участок *BC* соответствует распространению ионизационной волны. В момент, отвечающий точке *C*, водород оказывается полностью ионизованным. Дальнейший подъем светимости вплоть до максимума связан с интенсивным прогревом оболочки лучистой теплопроводностью, переносящей энергию от вязкого скачка к поверхности звезды. Максимум блеска (*D*) достигается в момент, когда начинает преобладать конкурирующее с нагревом

высвечивание оболочки. К моменту (E) в расширяющейся оболочке развивается волна охлаждения. В основных чертах полученные характеристики сверхновой удовлетворительно согласуются с наблюдениями. Отметим также, что кривые блеска, соответствующие взрыву компактных моделей Имшенника и Надёжина (1964), хорошо совпадают с наблюдениями аномальных сверхновых NGC 5457, NGC 6946 (1948) и NGC 5236 (Минковский, 1964). У этих звезд, по-видимому, перед взрывом по каким-либо причинам отсутствовали протяженные атмосферы. Не исключено, что частота

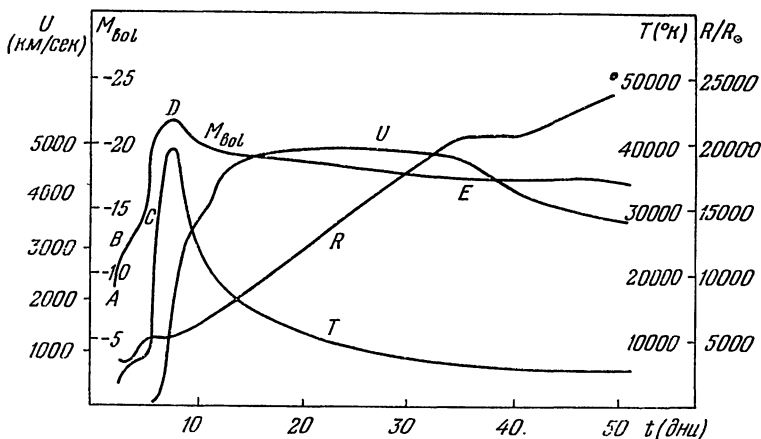


Рис. 57. Расчетная фотонная болометрическая кривая блеска сверхновой. Показано также изменение со временем радиуса, температуры и скорости вещества, проходящего через фотосферу.

вспышек таких аномальных сверхновых может оказаться довольно высокой, так как наблюдательные данные, возможно, сильно искажены селективным эффектом (эти сверхновые на $5^m \div 6^m$ слабее типичных сверхновых II типа).

Потеря энергии с фронта ударной волны, распространяющейся в протяженной атмосфере, и перекачка этой энергии в нестационарную тепловую волну, движущуюся впереди вязкого скачка, приводит к «сгребанию» вещества атмосферы и выбросу его в виде тонкой плотной оболочки (Грасберг, Надёжин, 1969б). При этом, правда, требуется дальнейшее исследование возможной в данной ситуации рэлей-тейлоровской неустойчивости. При выходе ударной волны в обычную компактную атмосферу не возникает минимум плотности между улетающей оболочкой и остатком [Надёжин и Франк-Каменецкий (1964б); Имшенник и Надёжин (1964)]. Во всех расчетах выхода мощной ударной волны в протяженную оболочку звезды для описания переноса энергии излучением использовалось приближение лучистой теплопроводности, которое

предполагает локальное термодинамическое равновесие между излучением и веществом.

При очень высоких температурах и малых плотностях вещества в оболочке сверхновой доминирующая роль среди процессов взаимодействия квантов с частицами вещества принадлежит комптоновскому рассеянию. При этом оказывается, что эффект изменения энергии фотонов при рассеянии излучения обеспечивает обмен энергии между квантами и электронами в степени, достаточной для поддержания термодинамического равновесия в большей части оболочки сверхновой. Во всяком случае, структура мощной стационарной ударной волны, идущей по слою постоянной плотности, вычисленная Морозовым (1971а) с учетом комптоновского эффекта, оказалась такой же, как и в приближении лучистой теплопроводности. Однако при приближении ударной волны к поверхности звезды следует ожидать существенного возрастания роли нестационарных эффектов, ведущих к значительной неравновесности излучения и вещества. На основе релятивистски ковариантных уравнений переноса излучения в движущемся веществе, полученных Имшенником и Морозовым (1969), дополнительный учет эффекта Комптона был произведен Морозовым (1971b). Эти уравнения должны быть положены в основу количественных расчетов, которые помогут выявить роль нестационарных эффектов в нарушении равновесия между излучением и веществом.

Вполне возможно, что ряд особенностей, наблюдаемых у сверхновых звезд, объясняется важными физическими процессами, не учтенными в расчете и обеспечивающими длительную передачу энергии оболочке от нейтронной звезды, образовавшейся в центре.

В пионерской работе Кардашева (1964) была указана возможность передачи вращательного момента и энергии с помощью магнитных силовых линий от быстро вращающейся нейтронной звезды медленно вращающемуся веществу оболочки. Различие скоростей вращения приводит к растяжению силовых линий и усилению магнитного поля. При этом существенную роль может играть синхротронное излучение.

В настоящее время после открытия пульсаров становится совершенно очевидным, что нейтронная звезда (образовавшаяся в результате взрыва сверхновой в недрах последней) является могучим источником энергии и способна поддерживать свечение оболочки сверхновой и ее расширение. Наряду с магнитным механизмом возможен также нагрев рентгеновским излучением пульсара.

Напомним, что старые пульсары излучают лишь в радиодиапазоне, однако пульсар в Крабовидной туманности (возраст ~ 1000 лет) излучает также в оптическом и рентгеновском диапазоне, причем в последнем отдается более 50% всей энергии. Недавно получено сообщение о пульсаре с периодом $0,07$ сек, обнаруживающем себя только в рентгеновском диапазоне.

Гипотеза Кардашева об обмене энергией между нейтронной звездой и оболочкой в настоящее время становится общепризнанной, хотя механизм передачи, возможно, иной. Значительно труднее вопрос о взаимодействии оболочки с релятивистски коллапсирующей звездой. В этом случае только акреция может служить источником энергии. Этот вопрос будет обсуждаться ниже.

В целом вырисовывается весьма важная, не решенная до настоящего времени задача: нельзя ли по кривым блеска отличить взрыв сверхновой с образованием коллапсирующей звезды от взрыва с образованием нейтронной звезды.

Отметим также ряд работ: Борст (1950), Бааде, Кристи, Бербидж, Фаулер, Хойл (1956), Андерс (1959), в которых кривые блеска сверхновых (преимущественно I типа) предполагается объяснить с помощью распада неустойчивых изотопов калифорния и элементов группы железа. Такие изотопы могут появиться в наружных слоях звезды благодаря ядерным реакциям, протекающим при высоких температурах в мощной ударной волне. После выхода ударной волны неустойчивые изотопы распадаются и служат источником излучаемой энергии.

Вопрос о максимуме кривой блеска также затрагивается Колгейтом и Уайтом (1966). Путем грубых оценок они пришли к выводу, что высвечивания тепловой энергии внешних слоев, нагретых ударной волной, недостаточно для объяснения наблюдаемых максимумов блеска. Напомним, что радиус принятой ими модели звезды перед взрывом составлял $10^{-2} \div 10^{-1} R_{\odot}$, и поэтому их результат, грубо говоря, совпадает с данными Имшенника и Надёжина (1964) для компактных моделей. Энергетическим источником свечения сверхновых, по мнению Колгейта и Уайта, может быть β -распад нестабильных ядер, выброшенных вместе с оболочкой из недр звезды. В последней работе Колгейт и Мак Ки (1969) в результате весьма тщательного анализа пришли к выводу, что в основных чертах кривые блеска сверхновых могут быть объяснены выбросом оболочки, обогащенной радиоактивным элементом Ni^{56} в количестве $0,35 M_{\odot}$. Полная энергия β -распада, равная $\sim 10^{49}$ эрг, выделяется путем двухступенчатого перехода $Ni^{56} \rightarrow Co^{56} \rightarrow Fe^{56}$ со средним временем жизни первой ступени 6,1 дней и второй ступени 77 дней. Наилучшее совпадение с кривыми блеска сверхновых (в основном I типа) дают варианты расчета с очень высокой средней плотностью кинетической энергии оболочки, $1,6 \cdot 10^{18}$ эрг/г, что существенно превышает энергию за счет термоядерного взрыва [в три раза больше плотности энергии по Арнетту (1969)]. Зато температура планковского излучения вблизи максимума блеска составляет всего 6500 °К, что требует довольно произвольного предположения о флуоресценции гелия для объяснения наблюдаемой цветовой температуры около 40 000 °К. Пря-

мые измерения излучения сверхновой в ультрафиолетовой области могли бы показать, какова эффективная температура.

Моррисон и Сартори (1969) предложили объяснять кривые блеска сверхновых флуоресценцией межзвездной среды. Эта гипотеза, однако, встречает серьезные энергетические трудности [Колгейт и Мак Ки (1969); Грасберг и др. (1971)].

Интересен вопрос о происхождении космических лучей при взрывах сверхновых. Колгейт и Уайт (1966) приходят на основе расчетов к выводу, что доля массы звезды, равная 10^{-4} , расположенная на периферии, выбрасывается с релятивистскими энергиями свыше $2m_{\text{пр}}c^2$. Для поддержания энергетической плотности космических лучей $5 \cdot 10^{-14}$ эрг/см³ в объеме Галактики, равном $5 \cdot 10^{68}$ см³, при их времени жизни $2 \cdot 10^8$ лет требуется одна вспышка сверхновой в $10 M_{\odot}$ за $1,5 \cdot 10^4$ лет. Ускорение частиц до релятивистских энергий ударной волной в атмосфере звезды рассматривалось также Надёжиным и Франк-Каменецким (1964а), которые показали, что выход релятивистских частиц сильно зависит от величины параболической скорости. Если предсверхновая близка по размерам к звездам главной последовательности, то выход релятивистских частиц за счет прямого газодинамического ускорения окажется ничтожным. Таким образом, роль сверхновых в происхождении космических лучей зависит от выяснения деталей строения предсверхновой. С определенностью можно только сказать, что механизм прямого газодинамического ускорения оказывается эффективным только для компактных моделей предсверхновой (с радиусом $< 0,1 R_{\odot}$). Такие звезды могут возникнуть на поздних стадиях эволюции или благодаря непрерывному полному перемешиванию продуктов ядерного горения по всей звезде или за счет потери водородно-гелиевой оболочки путем истечения вещества.

В заключение кратко сформулируем основные результаты теории сверхновых.

Механизм взрыва. Современная теория допускает два способа выброса оболочки: 1) за счет выделения энергии в термоядерных реакциях углерода $\text{C}^{12} + \text{C}^{12}$ или кислорода $\text{O}^{16} + \text{O}^{16}$; 2) благодаря эффективной перекачке гравитационной энергии быстро сжимающегося ядра звезды к ее оболочке (роль переносчика энергии играет нейтрино и (или) магнитное поле). Дальнейшие исследования должны выяснить относительную роль этих механизмов.

Нейтринное излучение. Коллапс ядра звезды сопровождается мощным излучением электронных и мюонных нейтрино. Энергия, теряемая в виде электронных нейтрино, достигает 10^{52} эрг (излучается $\sim 3 \cdot 10^{58}$ нейтрино со средней энергией ~ 20 Мэв). Энергия, теряемая в виде мюонных нейтрино, может оказаться на один-два порядка больше. Если по каким-либо причинам ядро

сверхновой звезды не коллапсирует (противодействующая роль вращения или термоядерный взрыв вследствие тепловой неустойчивости вырожденного вещества), то нейтринное излучение должно оказаться значительно более слабым. Поэтому для теории решающую роль будет иметь детектирование нейтринного излучения от сверхновой.

Фотонное излучение. Для объяснения кривых блеска потерями тепловой энергии, вынесенной в оболочку ударной волной, необходимо предположить существование у сверхновых звезд очень протяженных атмосфер с размерами $10^3 \div 10^4 R_{\odot}$. Альтернативным механизмом может быть также выделение энергии в распадах радиоактивных элементов, выброшенных из сверхновой звезды ударной волной, а также подпитка излучения за счет нейтронной звезды. Здесь, однако, могут возникнуть трудности, связанные с требованием большого количества радиоактивного вещества. Прямое измерение ультрафиолетового излучения сверхновых вблизи максимума блеска поможет решить вопрос о радиусе предсверхновой.

Рентгеновское излучение и γ -излучение могут быть следствием радиоактивного распада или возникать благодаря нарушению теплового равновесия между излучением и веществом в протяженной разреженной оболочке сверхновой. В этом направлении необходимы дальнейшие исследования, в том числе поиски характерных линий γ -излучения.

Космические лучи. Роль прямого газодинамического ускорения частиц до релятивистских энергий зависит от модели предсверхновой. Значение других механизмов ускорения при вспышках сверхновых пока остается не ясным.

Ядерный синтез. Образование тяжелых элементов при высоких температурах и плотностях в центральной части сверхновой является надежно установленным фактом. Однако необходимо выполнить дополнительные тонкие расчеты для выяснения количества и изотопного состава вещества, прошедшего через стадию быстрого охлаждения в процессе выброса оболочки сверхновой.

Важный вопрос о массе выбрасываемого при взрыве сверхновой вещества рассматривается в Приложении (стр. 465).

§ 5. Физика нейтронных звезд

Нейтронная звезда в положении D_3 на рис. 52 находится в квазиравновесном состоянии. Теории таких звезд посвящено большое количество работ последнего времени. Состояние вопроса до открытия нейтронных звезд как пульсаров дано в обзоре Уилера (1966); там же имеется подробная библиография. Современное состояние вопроса дано в обзоре Камерона (1970). О нейтронных звездах как пульсарах см, гл. 13,