

лочке, характерные для звезд большой массы, получены в расчете и до сих пор не имеют прямого наблюдательного подтверждения. Хорошо известные пульсирующие переменные звезды, так называемые цефеиды, по современным взглядам представляют собой звезды не слишком большой массы (несколько M_{\odot}) на определенной стадии эволюции между главной последовательностью и гигантами.

Как показал Жевакин (1963) [см. также Кристи (1968)], в этом случае возбуждение колебаний зависит как раз от тепловых процессов в оболочке. При неполной ионизации гелия (или водорода) в достаточно толстом слое, зависимость теплопроводности от плотности и температуры такова, что колебания усиливаются.

§ 3. Устойчивость эволюции звезды

Астрономические наблюдения показывают наличие большого качественного разнообразия в мире звезд. Это разнообразие касается, например, химического и изотопного состава звезд: наблюдаются звезды, в которых содержание редких земель в 1000 раз больше среднего, звезды с отношением $C^{13} : C^{12} \approx 1$ (вместо 0,01 на Земле); известна, наконец, одна звезда с $He^3 : He^4 = 4$ (вместо обычного отношения 10^{-7}). Есть и другие аномалии. Некоторые звезды имеют аномально большие магнитные поля. Есть звезды, периодически меняющие свой блеск (цефеиды), звезды, регулярно вспыхивающие, наконец, звезды, испытывающие катастрофические взрывы (сверхновые). Известный пример вспышки сверхновой — это взрыв, давший начало Крабовидной туманности.

Очень грубо можно считать, что все недавно образовавшиеся молодые звезды, состоящие примерно из 70% водорода, 29% гелия и 1% более тяжелых элементов, похожи друг на друга. Все свойства таких звезд полностью определяются массой; эти звезды образуют однопараметрическое семейство. На диаграмме спектр — светимость они образуют «главную последовательность» Герцшпрунга — Рассела. Понятие молодости звезды в свою очередь зависит от скорости расходования горючего: звезда с $M \sim M_{\odot}$ достигает среднего возраста через $5 \cdot 10^9$ лет, звезда с массой $30 M_{\odot}$ исчерпывает водород и старится за $6 \cdot 10^6$ лет. Следует заметить, что звезда, почти полностью исчерпавшая водород в центре, еще не сильно отличается по внешним параметрам от совсем молодой и лишь затем начинает сравнительно быстро меняться.

Именно для периода эволюции после исчерпания водорода характерно разнообразие наблюдаемых свойств и поведения звезды. Вопросы, возникающие в связи с этой стадией эволюции, не полностью разъяснены и, по-видимому, не связаны специально с релятивистскими эффектами. Поэтому мы остановимся на них только очень кратко. Подробнее см. обзор Ибен (1967).

Какие параметры могут создавать разнообразие свойств звезд, если полагать, что все звезды первоначально конденсируются из газа примерно одинакового состава? Ведь все звезды проходят на главной последовательности летическую стадию *): звезда «забывает» об асимметрии, турбулентности и температуре облака исходного газа, из которого она конденсировалась.

Что же «запоминает» звезда, от чего может зависеть дальнейшее ее развитие? Выше упоминается основная характеристика звезды — масса. В период горения водорода, при положении звезды на главной последовательности, потеря массы пренебрежимо мала, масса сохраняется. Второй величиной, сохраняющейся во время образования звезды, является начальный химический состав. Третья сохраняющаяся величина — момент вращения звезды. По-видимому, магнитные свойства тоже следует рассматривать как врожденное свойство звезды, как инвариант. Впрочем, здесь положение отнюдь не очевидно, до сих пор не выяснено, в какой мере магнитное поле звезды является результатом усиления магнитного поля межзвездной среды при конденсации звезды. Другая возможность — появление магнитных полей как результат конвективных движений (динамоэффект) [С. И. Брагинский (1964)] (ср. теорему Бэтчелора о магнитном поле в турбулентной проводящей жидкости). Существенный прогресс в теории генерации магнитного поля достигнут в последние годы. См. работы Штеенбека (1963) и последующие работы Штеенбека, Краузе и Редлера (1966), Вайнштейна (1970). Наконец, на судьбу звезды может существенно влиять наличие близкой соседней звезды, с которой она образует тесную двойную систему [Мартынов (1965); Киппенхан, Вейгерт (1967); Пачинский (1966)]. Об этом часто забывают теоретики, между тем среди определенных классов звезд двойные весьма распространены; есть предположение, что все «новые» являются двойными. Напомним в этой связи соображения о возрасте двух компонент Сириуса (см. далее § 7 гл. 12), напомним также ограничения, налагаемые на параметры двойных звезд излучением гравитационных волн (Брагинский, 1965).

Перейдем теперь от перечисления параметров, характеризующих звезду и определяющих условия ее эволюции, к выяснению тех глубоких внутренних причин, которые могут вызвать ту или иную неустойчивость звезды. По-видимому, в целом все перечисленные факторы — вращение, магнитное поле, наличие соседней звезды — являются малым возмущением по сравнению с силой тяготения, зависящей от полной массы. Поэтому эти факторы существенно влияют на устойчивость звезды лишь в периоды, когда запас устойчивости мал. Часто (но не точно) говорят, что быстрое погло-

*) Это новообразованное слово (Бирд, 1964) происходит от названия мифологической реки Леты, отделяющей царство живых от царства мертвых. Лета — река забвения.

щение тепла может быть причиной катастрофического сжатия *), и рассматривают испускание нейтрино наравне с такими процессами, поглощающими энергию, как диссоциация железа $\text{Fe}_{26}^{56} = 14 \text{He}^4 + 4n$ или рождение пар $e^+ + e^-$. В действительности испускание нейтрино есть фактор, вызывающий изменение энтропии. Скорость испускания нейтрино входит в $\frac{dS}{dt} = -\frac{1}{\rho T} \frac{du_\nu}{dt}$.

При наличии стабильных решений, зависящих от S как параметра, скорость изменения энтропии определяет скорость эволюции. Скорость сжатия всегда меньше скорости света. Пока не наступило гравитационное самозамыкание, нейтрино успевают покинуть звезду (если вещество звезды прозрачно для нейтрино). Испускание нейтрино есть существенно неравновесный процесс, и в этом его резкое отличие от рождения пар e^+ , e^- или диссоциации железа.

В горячем веществе время установления равновесия e^+ , e^- пар ничтожно по всем масштабам; например, при $T_0 = 6$ это время порядка 10^{-18} сек. Следовательно, в каждый момент и в каждой точке пары находятся в полном равновесии, их количество не определяется скоростью процесса. Тепло, затраченное на образование пар, не исчезло: стоит веществу расшириться, а температуре понизиться, как число пар уменьшится; следуя равновесию, затраченное тепло выделится обратно. Равновесное рождение пар не является фактором, меняющим энтропию. Рождение пар меняет вид $P = P(\rho, S)$, т. е. меняет зависимость давления от плотности при данной энтропии. То же относится и к диссоциации железа и гелия.

В результате в определенной области температуры и плотности $\gamma = \frac{\partial \ln P}{\partial \ln \rho} \Big|_S \leq \frac{4}{3}$ и теряется устойчивость. Суть дела, конечно, заключается в том, что с учетом затраты энергии покоя e^+ и e^- или затраты энергии на преодоление ядерных сил отношение дополнительного давления новых частиц к плотности энергии оказывается малым, меньше $1/3$. Однако описание этого обстоятельства введением специальных величин $\frac{dQ}{dT}$ (Q — плотность тепловой энергии) представляется печальным следствием недооценки термодинамических методов, недооценки той ясности и простоты, которые достигаются при пользовании энтропией.

В плоскости ρ, T можно провести линию, на которой $\gamma = 4/3$ (см. рис. 33а). Эта линия отделяет область устойчивости от области неустойчивости. В самых грубых предположениях о структуре звезды можно провести линии $P(\rho, T) = aM^{2/3}\rho^{4/3} = \text{const } \rho^{4/3}$, соответствующие эволюции звезды при среднем гидростатическом

*) Для этого сжатия есть особый термин — *имплозия* (implosion — «взрыв внутрь»), в отличие от *эксплозии* («взрыв вовне» с выбросом вещества).

равновесии. Пересечение такой линии с линией $\gamma = 4/3$ означает потерю устойчивости звездой данной массы.

Например, по расчетам Имшенника и Надежина (1965) для звезды с $M = 20 M_{\odot}$ $\gamma = 4/3$ достигает при $\rho \approx 6 \cdot 10^8 \text{ г/см}^3$, $T_9 \approx 4,8$. Однако в ходе дальнейшего адиабатического сжатия после области $\gamma < 4/3$ линия $S = \text{const}$ пересекает вторую линию $\gamma = 4/3$ и снова попадает в область устойчивости. Причиной является образование большого числа нерелятивистских частиц при диссоциации железа $\text{Fe} \rightarrow \alpha + \text{p} \rightarrow \text{p} + \text{p}$ (см. сноску на стр. 250).

Таким образом, после быстрого нестационарного сжатия могла бы наступить остановка в новом состоянии равновесия, если бы большая часть массы звезды оказалась в области $\gamma > 4/3$, а эффекты ОТО были бы недостаточно сильны. В процессе остановки возникают ударные волны, которые, распространяясь к поверхности атмосферы звезды, передают энергию все меньшей массе и срывают самый наружный слой. Таков схематический механизм вспышки сверхновой, рассмотренный в работах Надежина и Франк-Каменецкого (1962; 1964а, б; 1965), Имшенника и Надежина (1964; 1965). Эти авторы подробно изучили гидродинамику процесса установления нового равновесия и сброса оболочки волной, не останавливаясь на причинах, вызвавших исходный срыв со старого равновесия. Внешние свойства рассчитанной ими картины, в общем, согласуются с наблюдениями.

Выход ударной волны на поверхность, сброс оболочки или даже разлет всей звезды могут быть обусловлены вторым важнейшим фактором, меняющим ход эволюции и много лет пропагандируемым Хойлом и Фаулером (1960; 1965) [см. также Фаулер и Хойл (1964)]; этот фактор связан с неравномерностью химического состава звезды. При отсутствии конвективного перемешивания в момент, когда в центре звезды достигнуто полное термодинамическое равновесие, вещество вблизи центра полностью превратилось в железо, в прилегающем слое содержится кислород и углерод, дальше — гелий и, наконец, во внешнем слое остается нестгоревший водород.

Превращение водорода в гелий связано со слабым взаимодействием (ввиду того, что половина протонов должна превратиться в нейтроны) и никогда не может стать быстрым; поэтому не будем учитывать энергию водорода. Но и без водорода энергия превращения более тяжелых ядер больше отрицательной энергии звезды как целого. Это значит, что запас ядерной энергии, например, реакции $20^{16} \rightarrow \text{S}^{32}$, вместе с тепловой энергией звезды достаточен для преодоления тяготения и разбрасывания всей звезды на бесконечность. Процессы $3\text{He}^4 \rightarrow \text{C}^{12}$, $2\text{C}^{12} \rightarrow \text{Mg}^{24}$, $20^{16} \rightarrow \text{S}^{32}$ не требуют превращения протонов в нейтроны, они идут за счет сильного взаимодействия (ядерных сил).

При достаточно высокой температуре, которая ослабит действие кулоновского отталкивания ядер, эти процессы могут идти за время, меньшее времени свободного падения, т. е. идти как взрывные. Фаулер и Хойл (1964) развили схему взрыва, вызванного имплозией: ударная волна, проходя через соответствующие слои, вызывает в них ядерные реакции с выделением тепла. Другими словами, ударная волна превращается в детонационную волну. Все лежащие выше слои сбрасываются с гигантскими скоростями. Но не нужно думать, что при выделении достаточного количества ядерной энергии железное ядро уцелеет. Если даже первоначально оно сожмется вследствие повышения давления при начале ядерной реакции в оболочке, то затем, лишенное наружного давления улетевшей оболочки, ядро также расширится и разлетится.

Нужно помнить, что энтропия материала ядра соответствовала равновесию ядра при данном ρ_c только при условии, что оно находится под давлением лежащих выше слоев звезды. Однако эта энтропия значительно больше равновесной S для меньшей массы, остающейся после сброса оболочки. Разумеется, если коллапс зашел далеко, то внешняя оболочка может быть сброшена, а ядро будет продолжать коллапсировать [см. работу Колгейта и Уайта (1966)]. Итак, звезда в каждый момент своей эволюции почти до полного исчерпания горючего «сидит на пороховой бочке», поскольку содержит запас горючего, достаточный для самоубийства.

В последнее время появились конкретные машинные расчеты взрыва сверхновой. По-видимому, существенную роль во вспышке сверхновой играет излучение нейтрино из центральных областей и поглощение их в оболочке. Подробнее см. § 4.

Является ли имплозия единственным механизмом, способным взорвать звезду? Насколько устойчиво в отношении теплового взрыва состояние, вполне устойчивое в гидродинамическом отношении?

При рассмотрении общего хода эволюции тепловая устойчивость связывалась с отрицательной теплоемкостью звезды как целого. Есть две причины, которые в определенных условиях создают тепловую неустойчивость.

1. Отрицательная теплоемкость характерна для невырожденной плазмы в собственном поле тяготения. При высокой плотности и не слишком высокой температуре, когда имеет место существенное вырождение электронов, теплоемкость звезды становится положительной, о чем говорилось в § 10 гл. 10 и § 1 гл. 11 (см. рис. 48). В ходе уменьшения энтропии у звезды с $M = M_\odot$ температура сначала растет, а потом убывает. При низкой температуре (по сравнению с температурой вырождения электронов при данной плотности) получается белый карлик. Убывание температуры с убыванием энтропии означает положительную теплоемкость. Это обстоятельство приводило к резкой остановке ядерной реакции,

к застыванию состава белого карлика. Падение температуры уменьшает скорость реакции; отставание реакции от теплопотерь создает условия падения энтропии, при положительной теплоемкости это ведет к снижению температуры. Следовательно, это не ведет к взрыву.

2. Рассмотрим другое обстоятельство. Отрицательная теплоемкость есть понятие, относящееся к звезде как целому, результат перестройки плотности *всей* звезды при повсеместном изменении ее энтропии. Каждый отдельный малый слой вещества в звезде имеет положительную теплоемкость, равную c_p : каждый слой находится при постоянном давлении окружающего вещества. Поэтому в принципе возможен тепловой взрыв отдельного слоя. Этот процесс затруднен вследствие того, что данный слой находится в тепловом контакте с выше и ниже лежащим веществом. С другой стороны, если взять слой слишком толстый, то увеличение энтропии в нем уже будет сопровождаться заметным уменьшением давления — теплоемкость увеличивается и в пределе, переходя через $c = \pm \infty$, теплоемкость становится отрицательной.

При достаточно сильной температурной зависимости реакции, идущей в тонком слое между выгоревшим ядром и оболочкой, возможно существование таких тепловых возмущений, относительно которых стационарный режим неустойчив. Такой тип неустойчивости был рассмотрен в работе Гуревича и Лебединского (1965); независимо этот тип неустойчивости был открыт при численном расчете эволюции звезды с $M = 10M_{\odot}$ Шварцшильдом и Хармом (1959) и проанализирован ими. Процесс взрыва с нарастанием энтропии в слое затруднен при наличии конвекции. Само возрастание энтропии в слое создает условия для конвективного перемешивания. Возможно, что тепловые взрывы, развитие которых обрывается усилением конвекции, играют роль при многократных вспышках некоторых звезд.

Аномальный состав атмосферы звезд указывает на смешение вещества, никогда не горевшего в звездах (водород, частично, вероятно, гелий), с веществом, побывавшим в недрах звезды и содержащим тяжелые ядра (Хойл, Фаулер, 1965). Эти ядра могут возникнуть лишь путем присоединения нейтронов к ядрам середины таблицы Менделеева, т. е. требуют столь высокой температуры, при которой водород не может выжить. Наконец, есть особенности состава ($\text{He}^3 : \text{He}^4 > 1$), которые, по мнению ряда авторов [Сарджент, Юдаку (1961); Фаулер, Бербиджи, Хойл (1965); Ривс (1965); Валерштейн (1962); Новиков, Сюняев (1967)], указывают на сильнейшее облучение вещества частицами с энергией, равной многим $M_{\text{эв}}$, т. е. частицами типа космических лучей, не находящимися в термическом равновесии.

Изложенное никак не претендует на исчерпывающее описание нестационарных явлений. Однако мы надеемся, что даже такой

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.