

НУКЛЕОСИНТЕЗ В ДВУХ МОДЕЛЯХ
ЗВЕЗД МАССОЙ $25 M_{\odot}$, ПРИНАДЛЕЖАЩИХ
К РАЗНЫМ ТИПАМ НАСЕЛЕНИЯ

С. Е. Вусли и Т. А. Уивер

I. ВВЕДЕНИЕ

Современными представлениями о нуклеосинтезе в звездах мы в значительной степени обязаны Уильяму Фаулеру. Хотя некоторые рассуждения по поводу синтеза тяжелых элементов можно найти уже в работах Бете [8], Хойла [21] и даже Эддингтона [15], в основном именно благодаря усилиям Фаулера изучение нуклеосинтеза стало строгой количественной научной дисциплиной, ведущей к глубокому пониманию ядерных процессов в звездах и сверхновых.

В настоящей работе мы используем последние достижения расчетов звездных моделей и вычислительных методов, обширные сводки данных по ядерным реакциям, собранных, вычисленных, а во многих случаях измеренных Фаулером и его сотрудниками, для детального изучения синтеза элементов, по-видимому, в наиболее типичном для нашей Галактики событии, являющемся источником нуклеосинтеза — взрыве сверхновой массой $25 M_{\odot}$. Выбор звезды массой $25 M_{\odot}$ в качестве основного объекта наших исследований основан на ряде допущений, каждое из которых можно поставить под сомнение. Если 1) принять начальную функцию масс Миллера и Скало [27], 2) предположить, что эта функция масс не изменилась за время жизни Галактики, 3) предположить, что звезды массой меньше $12 M_{\odot}$ не синтезируют и не выбрасывают элементы тяжелее кислорода и легче никеля, 4) пренебречь потерей массы звездами и 5) предположить, что остатком взрыва любой звезды массой больше $12 M_{\odot}$ как сверхновой является нейтронная звезда массой $1,5 M_{\odot}$, то можно считать массу $25 M_{\odot}$ характерной для сверхновой, поставляющей промежуточные по массе химические элементы [39]. К этим элементам относится большинство изотопов от ^{12}C до ^{60}Ni , кроме ^{13}C , ^{14}N , ^{15}N и ^{19}F .

Поскольку нас интересует не только «общий выход» наиболее распространенных элементов с четным зарядом ядра, но и детали окончательной изотопной картины нуклеосинтеза, и поскольку эти детали чувствительны к исходному содержанию металлов в звезде, мы выбрали для исследования две звезды массой $25 M_{\odot}$, принадлежащие к различным типам населения. Для одной из звезд, которую мы будем обозначать «модель I», характерно солнечное [11] исходное содержание металлов, таким образом, она принадлежит к населению I. Модель II — это также звезда массой $25 M_{\odot}$, но содержание металлов (изотопов тяжелее

${}^4\text{He}$) в ней составляет всего лишь 1% от содержания их в модели I. Таких массивных звезд населения II уже не существует в нашей Галактике, однако они могли присутствовать на ранних стадиях ее эволюции. В ходе исследования наших моделей мы будем проверять и развивать высказанное ранее Арнеттом [1, 2] предположение о том, что различия отношений содержаний элементов (элементов с четным Z к элементам с нечетным Z) и изотопов, образующихся в звездах с сильно различающимся содержанием металлов, могут служить для эмпирической проверки теории нуклеосинтеза.

В двух следующих разделах рассматриваются физика и эволюция двух моделей звезд массой $25M_{\odot}$ вплоть до момента коллапса железного ядра, при этом особое внимание уделяется химическому составу и распределению «нейтронного избытка» в этих звездах на последних стадиях их жизни. До сих пор нет полного понимания механизма, посредством которого коллапс и отскок от нейтронизованного ядра в этих звездах приводят к выбросу вещества мантии и оболочки. Поэтому в разд. IV кратко излагается метод описания отскока от ядра в массивных звездах, который использовался в данном расчете и в других расчетах [32], чтобы как-то восполнить этот пробел в наших знаниях. В последнем разделе представлены окончательные результаты нуклеосинтеза в двух моделях звезд массой $25M_{\odot}$ и проведено их сравнение с солнечным содержанием элементов. Обсуждаются также приложения к γ -астрономии и теории химической эволюции Галактики.

II. СКОРОСТИ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

При изучении нуклеосинтеза решающее значение имеет выбор скоростей ядерных реакций. Для сильных и электромагнитных взаимодействий мы использовали, когда было возможно, скорости из [16], а также из [38]. Сводка [16], непрерывно обновляемая Фаулером, содержит скорости реакций, основанные главным образом на экспериментальных данных, и является стандартным источником в данной области. Скорости в работе [38] получены на основании статистической модели, точность которой (составляющая примерно фактор 2) в интервале масс от магния до никеля была продемонстрирована для тех случаев, для которых эта модель считается применимой, т.е. для реакций с высокой плотностью резонансов компаунд-ядра. В тех пределах, в которых здесь рассматривается нуклеосинтез, т.е. при довольно высоких температурах ($T \geq 10^9$ К) и с включением реакций на умеренно тяжелых ядрах с большими значениями энергии радиативного захвата Q , эти статистические скорости вполне удовлетворительны. Планируются дальнейшие исследования с привлечением более современных экспериментальных данных.

В расчет включены были также превращения ядер, основанные на слабых взаимодействиях. При низких температурах ($T < 5 \cdot 10^8$ К) лабораторные значения скоростей слабого распада были заимствованы из [24]. Для всех ядер, за исключением ${}^{26}\text{Al}$, использовались скорости рас-

пада только из основного состояния. Для ^{26}Al предполагалось тепловое распределение по основному и изомерным состояниям. При более высоких температурах скорости слабых взаимодействий для ядер легкой кальция (за исключением ^{26}Al) были взяты из [20], а для более тяжелых ядер — из [26]. Новые расчеты [19] показали, что прежние определения скорости слабых взаимодействий, важных для данного анализа, в основном правильны (ошибка в большинстве случаев не более чем в 5 раз). В будущем предполагается провести расчеты нуклеосинтеза с новыми значениями скоростей.

Используемая в данном расчете сетка ядерных реакций содержит 131 нуклид. Эти нуклиды связаны всевозможными двойными реакциями, содержащими во входном и выходном каналах n , p , α или γ , а также реакциями между тяжелыми ядрами 3α , $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$, $^{12}\text{C} + ^{16}\text{O}$, $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ и слабыми взаимодействиями ($e^+ \nu$), ($e^- \nu$) и (e^-, ν). Включенные в расчет изотопы перечислены в табл. 1.

Таблица 1

СЕТКА ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Элемент	A_{\min}	A_{\max}	Элемент	A_{\min}	A_{\max}
He	4	4	Cl	35	38
C	12	14	Ar	36	41
N	13	15	K	39	42
O	15	18	Ca	40	49
F	17	19	Sc	43	49
Ne	20	23	Ti	44	51
Na	21	24	V	47	52
Mg	23	27	Cr	48	55
Al	26	28	Mn	51	56
Si	27	31	Fe	52	59
P	30	33	Co	55	60
S	31	37	Ni	56	65

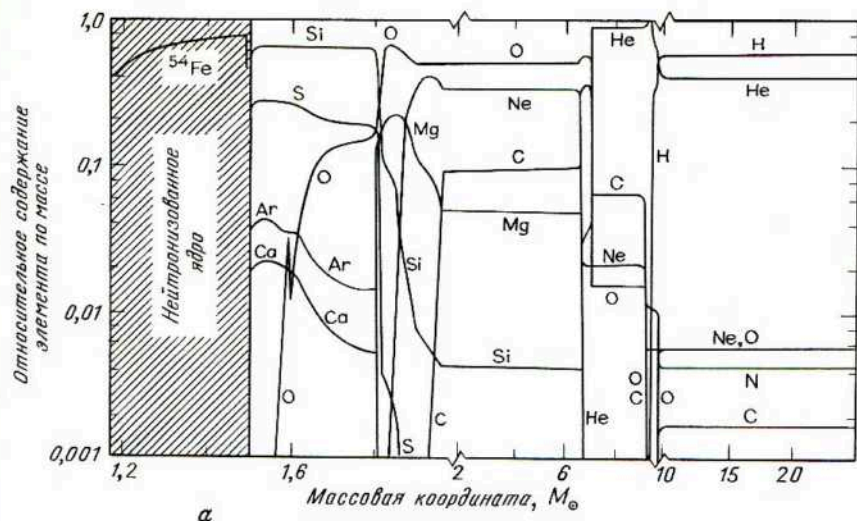
III. МОДЕЛИ ЗВЕЗД И ЭВОЛЮЦИЯ ДО ВЗРЫВА

Физические принципы и программа расчета, используемые при изучении эволюции массивной звезды, описаны в [33]. Суть в том, что звезда разбивается по массе примерно на 200 слоев и проводится численный расчет ее эволюции по полностью неявной схеме в рамках одномерной гидродинамической программы, позволяющей автоматически проводить перераспределение массы по зонам. В расчет включены процессы нестационарной конвекции и полуконвекции, а также использованы современные таблицы непрозрачностей и уравнение состояния, пригодное для любой степени релятивистского приближения и вырождения электронов и позитронов. Для описания выделения ядерной энергии и нуклеосинтеза на стадии до кремниевого горения использует-

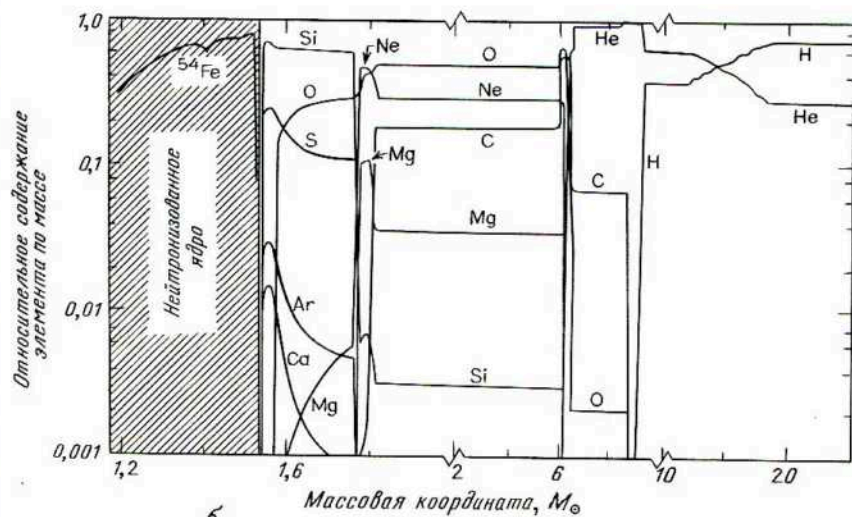
ся сетка реакций, включающая 19 нуклидов, а далее проводится квазиравновесный расчет, включающий 121 нуклид. Эффекты потери массы не рассматриваются.

С помощью данной программы расчета звездой эволюции (КЕПЛЕР) мы вычислили эволюцию двух моделей звезд массой $25M_{\odot}$ с момента их появления на главной последовательности, прохождение через стадии горения водорода, гелия, углерода, неона, кислорода, кремния вплоть до момента, когда ядро каждой звезды коллапсирует в результате фотодезинтеграции железа [17, 33]. В этот момент модель I (звезда населения I массой $25M_{\odot}$) имеет структуру сверхгиганта с протяженной оболочкой. Его радиус составляет $6,49 \cdot 10^{13}$ см, эффективная поверхностная температура равна 4370 К, фотонная светимость $1,09 \cdot 10^{39}$ эрг/с, а химический состав показан на рис. 1,а. Эта модель слегка отличается от моделей, приведенных в [33] (у нее несколько выше плотность в центре), тем, что в данном расчете используется более короткий временной шаг и более мелкое разбиение по массовым зонам. Однако об общих свойствах моделей, таких, как характер развития коллапса, расположение зон горения и температура в них, общая термодинамическая структура и т. п., можно получить представление и из рисунков, приведенных в работе [33]. На такой же стадии эволюции модель II (звезда населения II массой $25M_{\odot}$) имеет сходный химический состав (рис. 1,б), но, поскольку ее непрозрачность ниже, структура ее несколько более компактна. В момент коллапса ядра модель II имеет радиус $1,27 \cdot 10^{13}$ см, эффективную температуру 9790 К и светимость $1,05 \cdot 10^{39}$ эрг/с. Температура и плотность в области непосредственно вокруг нейтронизованного ядра для обеих моделей показаны на рис. 2. Как будет ясно из дальнейшего изложения, результаты взрывного нуклеосинтеза в конкретной модели особенно чувствительны к плотности (или, точнее говоря, к радиусу), соответствующей данной лагранжевой массовой координате.

Для каждой «мгновенной» модели, получаемой в процессе расчета эволюции наших двух звезд (в каждом случае для расчета эволюции потребовалось свыше 8000 моделей), в память ЭВМ вносились информация о температуре, плотности и коэффициентах конвективного перемешивания в каждой из массовых зон звезды. Этот полученный в результате расчета «банк» данных использовался затем в качестве входной информации для вычисления в каждой зоне сетки ядерных реакций с использованием ядерных параметров, о которых говорилось в предыдущем разделе. Таким образом, исследование деталей нуклеосинтеза было отделено от самого расчета термодинамической эволюции. Полностью самосогласованный расчет, т. е. расчет по программе КЕПЛЕР с сеткой из 131 нуклида для учета энерговыделения потребовал бы огромного времени счета даже на самых быстродействующих современных ЭВМ. В той мере, в которой ядерное энерговыделение и весь нуклеосинтез правильно воспроизводятся приближенной сеткой, используемой в программе расчета гидродинамики звезды, такое разде-



a



б

Рис. 1. Химический состав перед взрывом в зависимости от лагранжевой массовой координаты для моделей I (*a*) и II (*б*). Оба графика соответствуют моменту, когда максимальная скорость коллапса в ядре, вызванного неустойчивостью из-за фотодезинтеграции железа, достигла 1000 км/с. В обоих случаях нейтронизованное ядро состоит преимущественно из ^{54}Fe , а также значительного количества других нейтроноизбыточных изотопов, таких, как ^{48}Ca , ^{50}Ti , ^{54}Cr и ^{58}Fe , малораспространенных в Солнечной системе. Отметим, что внутри $M = 1,2 M_{\odot}$ химический состав не показан, а при $M = 2M_{\odot}$ и $10 M_{\odot}$ происходит изменение масштаба. В целом содержания основных элементов в двух звездах очень похожи.

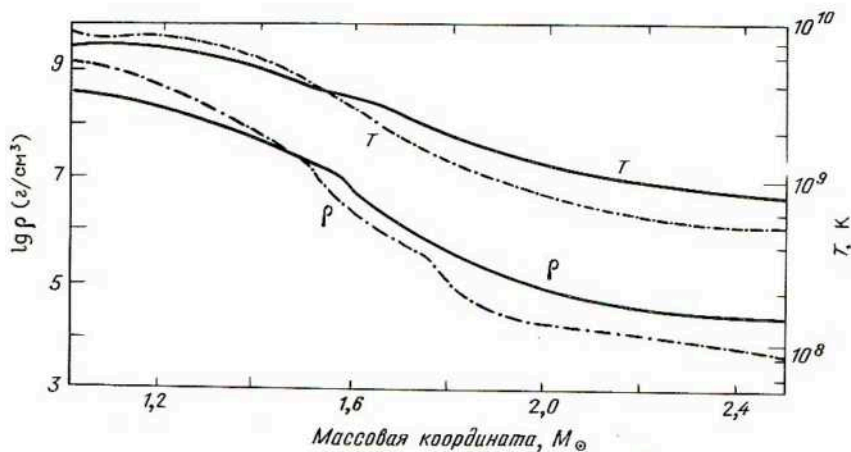
ление вычислительного процесса вполне оправданно. Так, имеет место прекрасное согласие между большой и маленькой сетками, за исключением поздних стадий кислородного горения, когда электронный захват приводит к заметному количеству нейтроноизбыточных изотопов (например, ^{30}Si), присутствие которых не учитывается должным образом в программе КЕПЛЕР. Мы считаем, что возникающие вследствие этого расхождения ошибки невелики и они не должны значительно повлиять на окончательные результаты расчета нуклеосинтеза, которые здесь будут представлены. В настоящее время мы вынуждены мириться с ними.

Содержания элементов в момент начала коллапса ядра, следующие из расчетов (в рамках гидродинамической модели), прекрасно согласуются с результатами расчета по программе КЕПЛЕР, приведенными на рис. 1. Однако благодаря большим возможностям расширенной ядерной сетки нам удалось изучать не только распространенности самих элементов, но и изотопов элементов с четным и нечетным Z , а также нейтронный избыток

$$\eta \equiv \sum_i (N_i - Z_i) Y_i, \quad (1)$$

где N_i , Z_i и Y_i — для данного сорта ядер i соответственно число нейтронов в ядре, атомный номер и доля этих ядер по массе, приведенная на

Рис. 2. Профили термодинамических величин в момент коллапса ядра, для внутренних областей звезд массой $25 M_{\odot}$ обоих типов населения. В модели I наблюдается менее крутое падение температуры и плотности в области, непосредственно примыкающей к нейтронизованному ядру, что связано с несколько большей массой гелиевого ядра в этой модели. В целом физические условия в обеих моделях одинаковы. Шкала температур прокалибрована относительно шкалы плотностей таким образом, чтобы кривые для ρ и T были конгруэнтны при ρ , пропорциональном T^3 . Сплошная линия — модель I, штрихпунктирная линия — модель II.



один нуклон. Поскольку параметр η имеет фундаментальное значение для нуклеосинтеза в рассматриваемых здесь объектах, важно понять его эволюцию. После стадии горения водорода и перед захватом α -частиц ядрами ^{14}N значение η для обеих звезд очень близко к нулю (η имеет очень маленькое положительное значение, обусловленное присутствием очень небольшого количества тяжелых элементов, существовавших в звездах с момента их образования). Однако уже на ранней стадии гелиевого горения реакция $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(e^+ \nu)^{18}\text{O}$ приводит к накоплению нейтронного избытка. Поскольку все присутствовавшие первоначально в звезде изотопы углерода, азота и кислорода превратились в ходе CNO-цикла в ^{14}N , величина η пропорциональна исходному содержанию металлов в звезде. Численное ее значение в рассматриваемый момент составляет

$$\eta \approx 0,002 Z/Z_{\odot}, \quad (2)$$

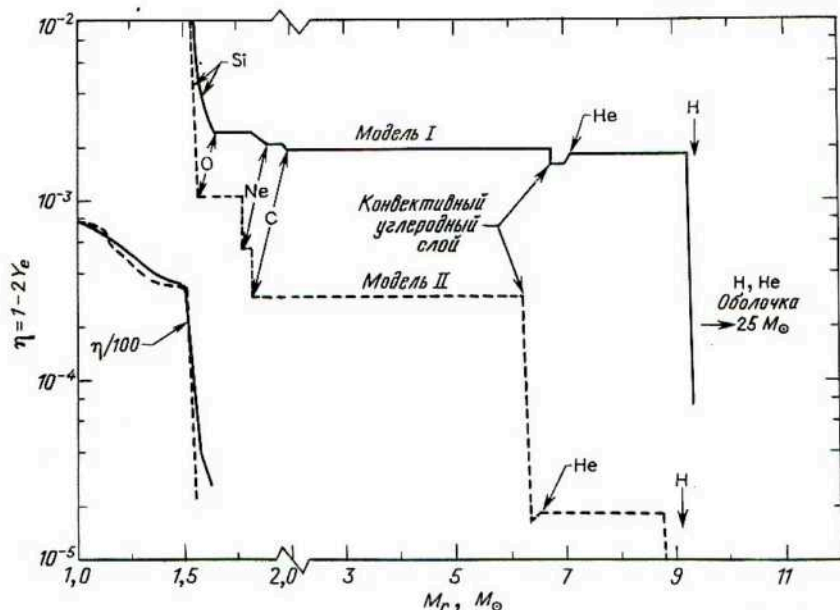
где Z_{\odot} – содержание металлов на Солнце (около 0,017 [11]). Отсюда ясно, что гелиевое горение в звездах различных типов населения приводит к совершенно различным значениям η . Именно это различие навело Арнетта [1, 2] на мысль о предсказании наблюдательных эффектов, обусловленных чувствительностью взрывного нуклеосинтеза к η . В действительности ситуация гораздо сложнее, поскольку слабые взаимодействия на стадиях, следующих за горением гелия, могут существенно увеличить нейтронный избыток, так что его зависимость от исходного содержания металлов уменьшится. Изучение этих поздних стадий горения с большой сеткой нуклидов позволяет количественно определить результирующее распределение нейтронного избытка во время взрыва звезды.

Основные ядерные реакции, которые, согласно нашим расчетам, происходят в процессе горения углерода и неона, очень похожи на те, которые рассматривали Арнетт и Труран [3, 5]. В частности, главными цепочками реакций, ответственными за увеличение нейтронного избытка в звездах массой $25M_{\odot}$ (обоих типов населения), являются позитронные распады ядер ^{13}N , ^{21}Na , ^{22}Na , ^{23}Mg и ^{26}Al . К образованию ядра ^{23}Mg приводит нейтронная ветвь реакции $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ [14], а другие изотопы появляются при нейтронном захвате соответственно ^{12}C , ^{20}Ne , ^{21}Ne и ^{25}Mg . Согласно Вусли и др. [35], следующее за горением неона кислородное горение сопровождается дальнейшим увеличением η , вызванным электронным захватом на ядрах ^{32}S , ^{33}S , ^{31}P и ^{35}Cl и позитронным распадом ядра ^{31}S (которое возникает в нейтронном канале реакции $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$).

Окончательное распределение нейтронного избытка по лагранжевой массовой координате для двух моделей показано на рис. 3. Продвигаясь в глубь звезды (справа налево), мы пересекаем сначала водородную оболочку, где η , разумеется, отрицательно из-за большой концентрации несгоревшего водорода, а затем гелиевую оболочку, где η довольно точно описывается формулой (2). У основания гелиевого слоя расположена область пониженного нейтронного избытка – релик-

товый остаток прежних электронных распадов, сопровождавших s -процесс во время конвекции на стадии горения гелия в ядре. Затем идет протяженная область (приблизительно от 2 до $7M_{\odot}$ в лагранжевых координатах), занимаемая конвективным слоем горения углерода (рис. 3). Вследствие рассмотренных выше слабых взаимодействий нейтронный избыток увеличивается в процессе горения углерода на величину, которая относительно мала в модели I, но много больше в модели II. В результате нейтронный избыток, который различался в двух моделях после выгорания гелия в 100 раз, в углеродном слое теперь различается всего лишь в 7 раз. В процессе горения неона, кислорода и кремния происходит дальнейшее увеличение нейтронного избытка, так что профили двух звезд во внутренних по отношению к горению кислорода областях очень похожи. Очевидные в общих чертах последствия этого эффекта представляются важными для нуклеосинтеза в обеих рассматриваемых звездах. Элементы с более высокими атомными номерами, образующиеся на более поздних стадиях горения (горения при более высоких температурах и в более близких к центру областях), будут иметь более сходный изотопный состав, чем тот, который получается

Рис. 3. Нейтронный избыток для обеих моделей в момент, когда максимальная скорость коллапса в ядре достигла 1000 км/с . Совокупные эффекты гидростатической нейтронизации привели для обеих звезд к очень похожим значениям η во внутренней области массой $1,5 M_{\odot}$, хотя во внешних частях, особенно в области над слоем углеродного горения, имеются значительные отличия. Нейтронный избыток равен также $1-2 Y_e$, где Y_e — число электронов на барион.



на более «холодных» стадиях, таких, как горение углерода и гелия. Эти количественные различия будут более детально сформулированы и рассмотрены в разд. V. Теперь же перед нами стоит важная проблема удаления всех интересующих нас продуктов нуклеосинтеза из звезды, с которой они еще довольно прочно связаны.

IV. МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЗРЫВА СВЕРХНОВОЙ

Принято считать, что если из-за неустойчивости, связанной с фотодезинтеграцией [17], начался коллапс железного ядра, показанного на рис. 1, то он будет продолжаться без особых препятствий до достижения плотностей, по порядку величины равных или больших плотностей атомного ядра [34]. В этой точке из-за внезапного «отверждения» внутреннего ядра коллапс прекращается по крайней мере в центральных областях и возникает «отраженная ударная волна». Реальные свойства ударной волны, детали ее образования, распространения и затухания и, что особенно важно, ее способности привести к выбросу вещества мантии и оболочки, пока не известны. На сегодняшний день нет расчетов, учитывающих достаточное количество физических эффектов, чтобы дать определенное решение этой проблемы, которое стало бы общепринятым, несмотря на то что модели такого типа изучались в течение по крайней мере 20 лет [9, 13, 22] (ср. с гл. 19 и 20). Это неудивительно, если принять во внимание чрезвычайную сложность данной задачи, в которую входят уравнение состояния вещества при плотностях, примерно равных и превышающих ядерную, детали переноса и «пленения» нейтрино, выбор численного алгоритма, применимого для описания гидродинамики, и, возможно, даже такие двух- и трехмерные эффекты, как вращение, деформация и неустойчивость Рэлея–Тейлора.

Чтобы обойти все эти трудности, мы выбрали для использования простое параметрическое представление отскока от ядра. Эта параметризация обсуждалась ранее в [32]; она основывается на расчетах Уилсона [34], которому удалось получить в подобной модели выброс вещества. Прежде всего выбирается «параметр разграничения». Этот параметр представляет собой лагранжеву массовую координату, отделяющую вещество, которое будет выброшено из сверхновой. С другой стороны, это масса нейтронной звезды, которая остается после взрыва (в пренебрежении релятивистскими поправками на гравитационную энергию связи). Выбор этого параметра основывается на: 1) локализации участка резкого градиента нейтронного избытка на рис. 3; 2) расположении аналогичного участка резкого градиента температуры и плотности (и удельной гравитационной энергии связи) на рис. 2; 3) значении параметра разграничения, определенного по тем расчетам Уилсона, в которых действительно происходит взрыв с выбросом вещества. Ограничения на параметр нейтронизации устанавливаются из соображений нуклеосинтеза [33], заключающихся в том, что нейтронноизбыточные изотопы, такие, как ^{54}Fe , не могут быть выброшены

в больших количествах типичными сверхновыми II типа. Все три рассмотренных критерия дают согласующиеся в разумных пределах значения параметра разграничения около $1,5M_{\odot}$. Для конкретной рассматриваемой здесь модели было использовано значение $1,48M_{\odot}$.

После того как выбран параметр разграничения, надо определить радиус, при котором через эту массовую зону проходит отраженная ударная волна, и соответствующий момент времени. Этот момент времени мы находили, продлевая эволюцию модели I до тех пор, когда плотность в центре становится примерно в 2 раза больше ядерной ($\rho_c = 4 \cdot 10^{14}$ г/см³). Тогда искусственно задавался взрыв ядра и определялось время, необходимое для распространения ударной волны до массовой зоны $1,48M_{\odot}$. В течение этого времени происходило медленное оседание зоны $1,48M_{\odot}$, так что к моменту прохождения ударной волны (который мы обозначим через t_b) ее радиус был $4,52 \cdot 10^7$ см. В этот момент ядро звезды исключалось из рассмотрения и заменялось поршнем с бесконечной инерцией, расположенным на внутренней границе массовой зоны $1,48M_{\odot}$. На поршень накладывалось ограничение движения по «баллистическим траекториям», параметром которых служила скорость поршня в момент отскока. Конкретно, эволюция радиуса поршня задавалась в виде:

$$dR/dt = [(G/2)M_i(2R^{-1} - 2R_{\min}^{-1}) + V_b^2]^{1/2}, \quad R < R_{\max},$$

$$dR/dt = 0, \quad R = R_{\max}, \quad (3)$$

где для начального радиуса и заключенной внутри его массы были приняты значения $R_{\min} = 4,52 \cdot 10^7$ см, $M_i = 1,48M_{\odot}$, а ньютоновская гравитационная постоянная G делилась пополам, чтобы приблизительно учесть эффект ненулевого давления во время взрыва. Здесь R_{\max} — конечная точка траектории, даваемая выражением

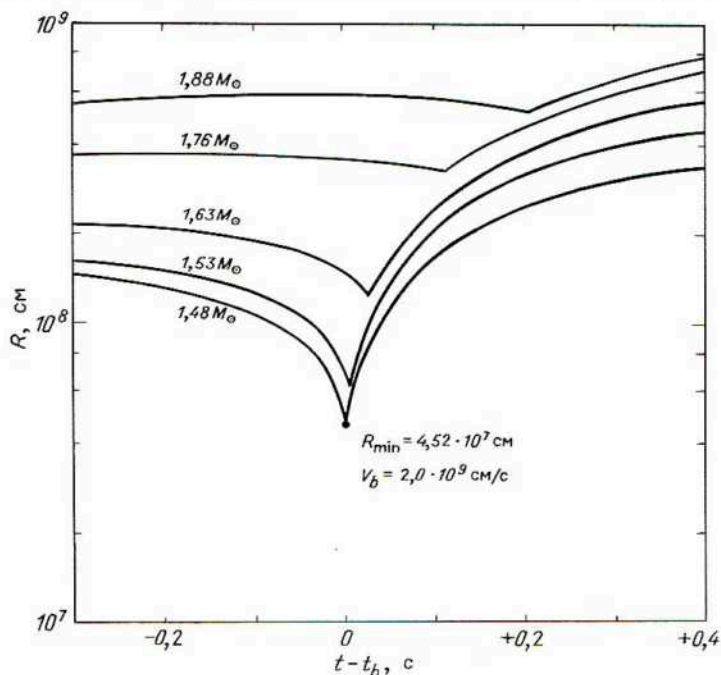
$$R_{\max} = (G/2)M_i[(G/2)M_i R_{\min}^{-1} - V_b^2/2]^{-1}, \quad (4)$$

и поршень удерживается в дальнейшем на этом расстоянии (тогда как в действительности он должен падать обратно), чтобы избежать усложнения гидродинамической картины и многократных отскоков. Выбор множителя $G/2$ несколько произволен, но, как оказалось, он приводит к грубому согласию с траекториями, получающимися в расчетах Уилсона [34], если использовать его значение радиуса и скорости отскока для зон около $1,5M_{\odot}$. Мы исследовали влияние на наши расчеты различного выбора «скорости отскока» V_b и эффективной гравитационной постоянной и обнаружили, что результаты по нуклеосинтезу относительно нечувствительны к точной траектории поршня [32] и в большей степени зависят от полной энергии, передаваемой его движением. Относительную нечувствительность последующего поведения мантии и оболочки к деталям гидродинамики отскока от ядра можно объяснить тем, что характерные динамические времена для рассматриваемых областей

сильно различаются между собой. Типичное характерное время для ядра порядка 10 мс, а для мантии и оболочки оно меняется от 100 мс (в кремниевом слое) до нескольких суток (в оболочке красного гиганта). Следовательно, наши расчеты становятся все менее чувствительными к физике ядра по мере того как мы исследуем зоны, все более далекие от уровня разграничения массы.

При подстановке в уравнение (3) значения $V_b = 2,0 \cdot 10^9$ см/с были получены зависимости «радиус зоны–время» при отскоке (рис. 4). В мантии возникает распространяющаяся наружу ударная волна, которая приводит к взрывному нуклеосинтезу по крайней мере во внутренних зонах и выбросу всего вещества, расположенного над поршнем. Полная энергия этого взрыва (обусловленная тепловой и кинетической энергией, которая выделяется при удалении вещества на бесконечность), равна $1,1 \cdot 10^{51}$ эрг. В принципе эта энергия и выбранный параметр разграниче-

рис. 4. Изменение радиуса в зависимости от времени для нескольких массовых зон в модели I относительно момента, когда в центре звезды достигается максимальная плотность ($\rho_c = 4 \cdot 10^{14}$ г/см³ в момент t_b). Кривые определяются баллистическими траекториями, способ расчета которых описан в тексте. По достижении максимального радиуса $5,7 \cdot 10^8$ см движение поршня тормозилось на уровне $1,48 M_{\odot}$, чтобы предотвратить усложнение гидродинамической картины. В результате такого отскока все вещество вне границы $1,48 M_{\odot}$ было выброшено, что привело к взрыву сверхновой II типа с полной энергией $1,1 \cdot 10^{51}$ эрг.

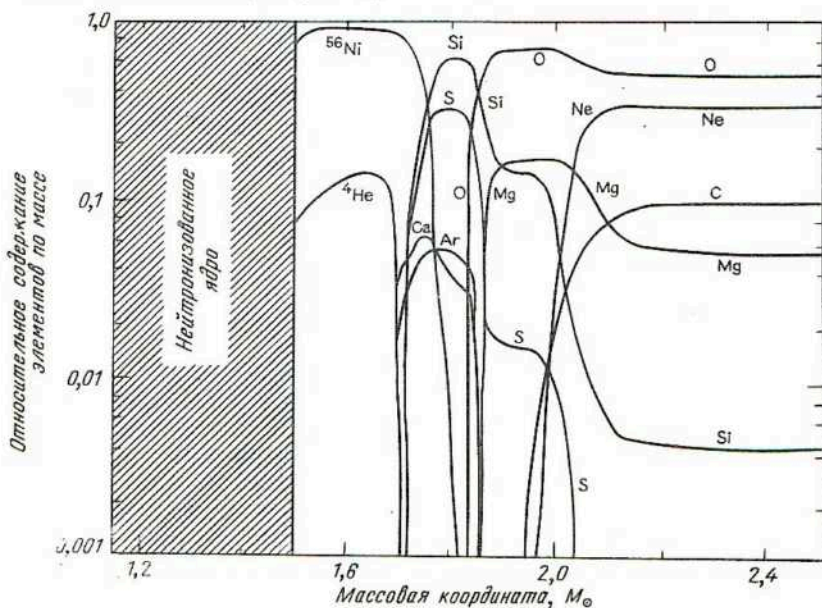


ния и являются «свободными параметрами» данного расчета. Однако, как отмечалось выше, есть веские основания для выбора параметра разграничения около $1,5M_{\odot}$, а из наблюдений сверхновых следует, что энергия около 10^{51} эрг является приемлемым значением для взрыва сверхновых II типа. Хотя расчет не был продолжен до достаточно поздних моментов, чтобы получить кривую блеска и эволюцию фотосферы во время взрыва, мы полагаем, что наши результаты должны быть сходны с найденными в модели 15A, исследованной в [32], где было получено прекрасное согласие таких измеряемых характеристик, как кривая блеска, радиус фотосферы, температура и скорость, с данными наблюдений сверхновых II типа (например, SN 1969I). В этой же работе была исследована чувствительность результатов численных расчетов к изменению энергии взрыва.

V. НУКЛЕОСИНТЕЗ И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

В результате прохождения ударной волны все вещество в модели I вне нейтронизованного ядра выбрасывается. В той части этого вещества, которая расположена ниже уровня примерно $2,3M_{\odot}$, развиваются

Рис. 5. Результирующие содержания элементов по массе в выбрасываемом веществе сверхновой. Показаны лишь самые внутренние области модели I. Примерно за пределами радиуса $2,2 M_{\odot}$ химический состав до взрыва лишь слегка изменился при прохождении ударной волны и вещество было выброшено практически неизменным (см. рис. 1,а).



температуры, достаточно высокие для протекания взрывного нуклеосинтеза, который приводит к перераспределению химического состава вещества (рис. 5). Остальная же часть звезды выбрасывается, причем ее химический состав лишь немного отличается от состава, который определялся эволюцией этого вещества до взрыва.

В табл. 2 дан результирующий выход всех стабильных изотопов от ^{12}C до ^{58}Ni , усредненный по всему выброшенному веществу, а также указаны границы тех областей звезды, которые вносят основной вклад

Таблица 2

ОКОНЧАТЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ СИНТЕЗИРОВАННЫХ ЯДЕР ПО МАССЕ. (ВЕЩЕСТВО, ВЫБРОШЕННОЕ ЗВЕЗДОЙ МАССОЙ $25 M_{\odot}$ НАСЕЛЕНИЯ I)

Ядра	Область звезды, M_{\odot}	Доля по массе
^1H	9,5–25	0,381
^4He	7,1–25	0,362
^{12}C	2,0–9,3	$3,2 \cdot 10^{-2}$
^{13}C	9,3–25	$3,7 \cdot 10^{-5}$
$^{14}\text{C}^{a, б}$	7,1–9,3	$1,3 \cdot 10^{-6}$
^{14}Na	9,3–25	$3,4 \cdot 10^{-3}$
^{15}N	9,7–25	$1,9 \cdot 10^{-6}$
^{16}O	1,9–9,2	$1,2 \cdot 10^{-1}$
^{17}O	9,3–25	$3,5 \cdot 10^{-5}$
^{18}O	7,1–9,3	$3,0 \cdot 10^{-4}$
^{19}F	7,1–9,3	$9,3 \cdot 10^{-7}$
^{20}Ne	2,1–6,7	$5,7 \cdot 10^{-2}$
^{21}Ne	2,1–7,0	$8,1 \cdot 10^{-5}$
^{22}Ne	6,8–9,3	$1,6 \cdot 10^{-3}$
$^{22}\text{Na}^б$	2,1–6,7	$9,9 \cdot 10^{-7}$
^{23}Na	2,1–6,7	$1,9 \cdot 10^{-3}$
^{24}Mg	1,9–6,7	$1,2 \cdot 10^{-2}$
^{25}Mg	2,1–7,1	$1,4 \cdot 10^{-3}$
^{26}Mg	2,1–7,1	$1,9 \cdot 10^{-3}$
$^{26}\text{Al}^б$	2,0–6,7	$8,7 \cdot 10^{-7}$
^{27}Al	1,9–6,7	$1,9 \cdot 10^{-3}$
^{28}Si	1,8–6,7	$5,0 \cdot 10^{-3}$
^{29}Si	1,9–6,7	$2,1 \cdot 10^{-4}$
^{30}Si	1,9–6,7	$2,3 \cdot 10^{-4}$
^{31}P	1,9–6,7	$5,3 \cdot 10^{-5}$
^{32}S	1,8–2,1	$1,5 \cdot 10^{-3}$
^{33}S	1,8–2,1	$8,4 \cdot 10^{-6}$
^{34}S	1,8–2,1	$7,6 \cdot 10^{-5}$
^{36}S	2,1–7,1	$2,0 \cdot 10^{-6}$
^{35}Cl	1,8–2,1	$7,1 \cdot 10^{-6}$
$^{36}\text{Cl}^б$	1,9–9,3	$7,0 \cdot 10^{-8}$

Продолжение табл. 2.

Ядра	Область звезды, M_{\odot}	Доля по массе
^{37}Cl	2,2–7,1	$1,1 \cdot 10^{-5}$
^{36}Ar	1,8–2,1	$2,4 \cdot 10^{-4}$
$^{37}\text{Ar}^{\delta}$	1,8–2,1	$2,1 \cdot 10^{-7}$
^{38}Ar	1,8–7,1	$4,1 \cdot 10^{-5}$
^{40}Ar	2,1–7,1	$1,1 \cdot 10^{-6}$
^{39}K	1,8–1,9	$5,6 \cdot 10^{-6}$
	2,0–7,1	
^{40}K	2,0–2,3	$4,4 \cdot 10^{-8}$
	6,8–9,3	
^{41}K	2,1–7,1	$7,3 \cdot 10^{-7}$
^{40}Ca	1,5–1,9	$1,9 \cdot 10^{-4}$
^{42}Ca	1,9–7,1	$1,2 \cdot 10^{-6}$
^{43}Ca	2,1–7,1	$3,4 \cdot 10^{-7}$
$^{44}\text{Ca}^{\epsilon}$	1,5–1,9	$6,0 \cdot 10^{-6}$
	2,1–7,1	
^{46}Ca	2,1–6,7	$9,3 \cdot 10^{-9}$
^{48}Ca	—	$1,3 \cdot 10^{-7}$
^{45}Sc	2,0–7,1	$1,7 \cdot 10^{-7}$
$^{44}\text{Ti}^{\delta}$	1,5–1,9	$4,0 \cdot 10^{-6}$
^{46}Ti	1,8–7,1	$5,1 \cdot 10^{-7}$
$^{47}\text{Ti}^{\zeta}$	1,9–7,1	$2,9 \cdot 10^{-7}$
$^{48}\text{Ti}^{\epsilon}$	1,5–1,8	$1,2 \cdot 10^{-5}$
^{49}Ti	2,1–7,1	$5,4 \cdot 10^{-7}$
^{50}Ti	2,1–7,1	$7,6 \cdot 10^{-7}$
^{50}V	1,9–7,1	$2,2 \cdot 10^{-9}$
^{51}V	1,9–7,1	$3,3 \cdot 10^{-7}$
^{50}Cr	1,8–1,9	$3,9 \cdot 10^{-6}$
$^{52}\text{Cr}^{\epsilon}$	1,5–1,8	$6,1 \cdot 10^{-5}$
$^{53}\text{Cr}^{\epsilon}$	1,7–1,8	$5,8 \cdot 10^{-6}$
^{54}Cr	2,1–7,1	$1,6 \cdot 10^{-6}$
$^{55}\text{Mn}^{\delta}$	1,7–1,8	$2,6 \cdot 10^{-5}$
^{54}Fe	1,7–1,8	$2,7 \cdot 10^{-4}$
$^{56}\text{Fe}^{\epsilon}$	1,5–1,8	$8,9 \cdot 10^{-3}$
$^{57}\text{Fe}^{\delta}$	1,5–1,8	$4,4 \cdot 10^{-4}$
^{58}Fe	2,1–7,1	$7,3 \cdot 10^{-5}$
$^{59}\text{Co}^{\zeta}$	1,9–7,1	$2,5 \cdot 10^{-5}$
$^{58}\text{Ni}^{\delta}$	1,5–1,8	$8,1 \cdot 10^{-3}$
^{58}Ni	1,5–1,8	$2,0 \cdot 10^{-3}$

^a Завышено, так как скорость реакции $^{14}\text{C}(\alpha, \gamma)^{18}\text{O}$ не включена в расчет.

^b Долгоживущий радиоактивный изотоп.

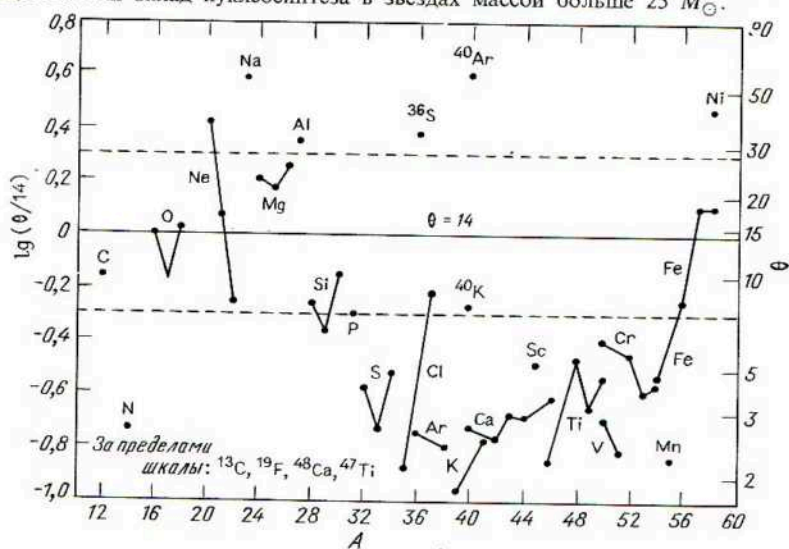
^c Существенный (более половины) вклад от радиоактивного родительского ядра.

^d Занижено, так как ^{47}Cr и ^{59}Cu не были включены в сетку нуклидов.

в синтез каждого изотопа. Сравнивая табл. 2 с рис. 1 и 5, можно определить процессы нуклеосинтеза, ответственные за образование различных групп элементов.

На рис. 6 полученные результаты нуклеосинтеза сравниваются с содержанием элементов в Солнечной системе [11], нормированным на ^{16}O . «Коэффициент обогащения» для ^{16}O равен 14. Численно это означает, что на каждый грамм ^{16}O , заложенный первоначально в модель I, выбрасывается 14 г. Другими словами, если солнечное содержание характерно для современной Галактики, то галактическое содержание ^{16}O было бы синтезировано в том случае, если бы 1/14 массы Галактики в какой-то момент попала в условия, подобные тем, которые имеют место в звезде массой $25M_{\odot}$. В той мере, в которой выброс продуктов нуклеосинтеза в модели $25M_{\odot}$ типичен для всех звезд в диапазоне масс $12-100M_{\odot}$ [32], это значение согласуется с начальной функцией масс Миллера и Скало [27]. Образование других изотопов относительно ^{16}O также находится в приемлемом согласии с солнечными значениями, по крайней мере для ядер легче серы. Ядра ^{13}C и ^{14}N , вероятно, образуются в красных гигантах и выбрасываются не во взрывных условиях; ядро

Рис. 6. Сравнение результатов нуклеосинтеза, протекающего при взрыве модели I как сверхновой II типа с полной энергией $1,1 \cdot 10^{51}$ эрг и с содержаниями промежуточных по массе элементов как на Солнце [11]. Штриховые линии соответствуют значению коэффициента обогащения θ_{AV} , в два раза большему и в два раза меньшему относительно согласующегося с наблюдениями среднего значения, равного примерно 14. Ядра легче серы, по-видимому, производятся в разумных пропорциях для объяснения их современного содержания в Галактике, однако относительный дефицит элементов в диапазоне от S до Mn указывает на существенный вклад нуклеосинтеза в звездах массой больше $25M_{\odot}$.



^{15}N может быть продуктом горячего CNO-цикла в новых. Некоторое количество ^{19}F производится в рассматриваемых нами условиях при горении гелия, однако содержание этого изотопа слишком мало, чтобы показать его на рис. 6. Основной источник ^{19}F в природе остается неизвестным. Избыток одних ядер (например, ^{20}Ne , ^{23}Ne и ^{36}S) можно приписать неопределенностям сечений (табл. 3), а избыток других (например, ^{40}Ar) может отражать неточности определения содержаний в Солнечной системе. Высокое содержание ^{58}Ni , образующегося в реакции $^{54}\text{Fe}(\alpha, \gamma)^{58}\text{Ni}$ в самых внутренних выбрасываемых здесь зонах (рис. 5), зависит только от выбранного значения параметра разграничения. Если часть вещества, которое мы считаем выброшенным, падает обратно на нейтронную звезду, то синтез ^{58}Ni и некоторых других ядер группы железа (например, ^{58}Fe и ^{57}Fe) соответственно уменьшится. За исключением протяженных хвостов на кривых блеска некоторых сверхновых II типа (например, 1969I, см. [32]), имеется мало данных наблюдений в поддержку идеи о том, что железо должно синтезироваться в таких массивных звездах. С другой стороны, есть веские аргументы в пользу того, что именно сверхновые I типа производят значительное количество железа. К этим аргументам относятся наблюдаемые проявления радиоактивности в области спада кривых блеска [4], а также свидетельства существования свежесинтезированного железа [23] и радиоактивного кобальта [7] в спектре сверхновой 1972e (I типа). Из того факта, что у сверхновых I типа не найдено связи со спиральными рукавами, а у сверхновых II типа она обнаружена [25], следует, что масса предшественников сверхновых I типа меньше примерно $10 M_{\odot}$. Рассматривались [28, 40] теоретические модели детонации белых карликов в результате аккреции вещества в двойных системах, которые обладают большим сходством с наблюдаемыми сверхновыми I типа. Изотопный состав железа, выбрасываемого при такой детонации вырожденного вещества, обсуждали Арнетт и др. [6], он хорошо согласуется с солнечным составом. В настоящее время вопрос о том, какой конкретно тип сверхновых ответствен за синтез основной массы железа в нашей Галактике, остается открытым.

Таблица 3

ВАЖНЫЕ ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ, СКОРОСТИ КОТОРЫХ ПЛОХО ИЗВЕСТНЫ

Реакция	Стадия горения	Диапазон T_9	На что влияет
$^{20}\text{Ne}(n, \gamma)^{21}\text{Ne}$	He, C	0,3–1,0	Образование нейтронов
$^{22}\text{Ne}(n, \gamma)^{23}\text{Ne}$			
$^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$	C, Ne, Si	1,0–5,0	Выделение энергии ^{20}Ne
$^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$	C, Ne	1,0–3,0	
$^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$	Взрывное горение Ne	2,0–3,0	^{26}Al
$^{36}\text{S}(n, \gamma)^{37}\text{S}$	He, C	0,3–1,0	^{36}S
$^{48}\text{Ca}(n, \gamma)^{49}\text{Ca}$	He, C	0,3–1,0	^{48}Ca

Труднее объяснить общий дефицит ядер в области масс от кремния до железа (рис. 6). Поскольку дефицит в данной области масс является общей тенденцией, а не свойством, характерным лишь отдельным изотопам, это свидетельствует против любого объяснения, основывающегося на неопределенностях ядерных сечений или неопределенностях распространенностей элементов. Кажется также маловероятным, хотя никоим образом не невозможным, что промежуточные по массе ядра образуются преимущественно при взрывах сверхновых I типа. Термоядерная детонация — наиболее вероятная причина вспышки сверхновой I типа — обычно происходит в сильно вырожденном веществе. Далее, в Cas A, которая считается остатком вспышки сверхновой II типа, имеются наблюдательные свидетельства больших избытков промежуточных по массе элементов [12]. Большинство изотопов в этой области атомных масс являются продуктами взрывного горения кислорода [36], и их дефицит в данных расчетах указывает на то, что при взрыве модели I количество вещества, в котором температура достигала в максимуме 3–4 млрд. кельвинов, является недостаточным. Вычисления [32] показывают, что в модели сверхновой $15 M_{\odot}$ этот дефицит, если он есть, должен быть еще больше. Физической причиной малого количества массы при температуре в данном диапазоне является крутой градиент плотности вырожденного ядра предсверхновой массой 15 и $25 M_{\odot}$ (рис. 2). Как было показано в [32], максимальная температура при взрыве пропорциональна $R^{-3/4}$, где R — расстояние до центра взрывающейся звезды. Таким образом, градиент плотности в модели предсверхновой предопределяет зависимость максимальной температуры во время взрыва от лагранжевой массовой координаты. Отсюда следует, что образование промежуточных по массе элементов будет более эффективным в более массивных звездах, с менее крутым градиентом плотности вблизи ядра в момент коллапса.

Таким образом, мы предполагаем, что элементы от серы до титана в основном были синтезированы в звездах массой больше $25 M_{\odot}$. До тех пор пока для таких звезд не будут проведены расчеты, аналогичные описанным здесь (а мы сейчас как раз этим занимаемся), нельзя с уверенностью сказать, можно ли получить солнечные содержания всех этих ядер без существенного изменения пяти предположений, перечисленных в разд. I. Хотя звезда массой $25 M_{\odot}$ может представлять собой «типичный объект нуклеосинтеза» в том смысле, что вся доля выброшенной в виде тяжелых элементов массы «в среднем» характерна для звезд массами в диапазоне $12\text{--}100 M_{\odot}$, для получения окончательных выводов по отдельным изотопам требуется оценить соответствующий интеграл по результатам расчета нуклеосинтеза для сетки моделей сверхновых разных масс. Однако из-за отсутствия надежных результатов мы можем представить себе ситуацию иначе, когда образование промежуточных по массе элементов, особенно от серы до титана, звездами массой больше $25 M_{\odot}$ может оказаться недостаточным, чтобы скомпенсировать дефицит образования этих ядер менее массивными звездами,

если в качестве весовой функции взять начальную функцию масс Миллера-Скало [27]. Наиболее подходящим решением этой дилеммы было бы признание того, что в современную эпоху (либо в прошлом) имеется гораздо больше массивных звезд, чем считают Миллер и Скало. При выборе типичного объекта нуклеосинтеза мы предполагали, что функция звездообразования не менялась за время жизни Галактики. Если это условие нарушается существованием на ранних стадиях эволюции Галактики поколения более массивных звезд, как предполагается во многих современных теориях образования галактик [30], то промежуточные по массе элементы могут быть остатками от той эпохи. Это значит, например, что (большая часть) кальция в Галактике может быть старше, чем (большая часть) кислорода или железа. Это утверждение, хотя и является в высшей степени гипотетическим, достойно серьезного рассмотрения, поскольку некоторые наблюдения звезд шаровых скоплений с дефицитом металлов обнаруживают такой эффект для кальция и титана [10]. Статистически в звездах с низким содержанием металлов дефицит этих двух элементов не так велик, как дефицит железа. По выборке из 14 галактик Френч [18] также нашел свидетельства того, что синтез серы предшествовал образованию основной части кислорода. Это опять соответствовало бы картине, в которой на ранней стадии эволюции Галактики поколение очень массивных звезд производит синтез значительной части промежуточных по массе элементов.

В результате взрыва в модели I образуется также ряд радиоактивных ядер (табл. 4), которые представляют интерес в связи с тем, что испускаемые дочерними ядрами γ -линии могут быть астрономически обнаружимы. Вследствие того, что модель I становится прозрачной для γ -лучей с большой задержкой (> 400 суток), такие объекты были бы видны лишь в случае, если они находятся в нашей Галактике, и то, ве-

Таблица 4

 γ -РАДИОАКТИВНЫЕ ЯДРА, СИНТЕЗИРУЕМЫЕ В МОДЕЛИ I

Ядро	$\tau_{1/2}$, годы	Выброшенная масса ^a , M_{\odot}	Процесс синтеза	Время видимости ^b в годах на 10 кпе ($\varphi > 10^{-4}$ (см ² ·с) ⁻¹)
⁵⁶ Co	$2,16 \cdot 10^{-1}$	$\leq 2 \cdot 10^{-1}$	Взрывное горение Si	≤ 4
²² Na	2,60	$3 \cdot 10^{-5}$	Горение C	8
⁴⁴ Ti	47	$\leq 1 \cdot 10^{-4}$	Ядерное статистическое равновесие	≤ 12
²⁶ Al	$7,2 \cdot 10^5$	$2 \cdot 10^{-5}$	Взрывное горение Ne	— ^c

^a Значения для ⁴⁴Ti и ⁵⁶Co являются верхними пределами, поскольку они чувствительны к выбору параметра разграничения.

^b Расчеты Аксе Ёрда [7] показали, что модель I становится прозрачной в линиях γ -излучения лишь спустя примерно 400 сут.

^c Видимость непрерывная, однако поток зависит от современного значения скорости образования тяжелых элементов в нашей Галактике. См. [39].

роятно, только с помощью приемников, установленных на спутниках. (Этого не требуется для ^{56}Ni и ^{44}Ti , синтезируемых при взрыве сверхновых I типа, в которых прозрачность для γ -линии наступает в более ранний момент; см. [37, 40].) К тому же выброс ^{56}Co , и особенно ^{44}Ti , довольно чувствителен к принятому параметру разграничения и не обязательно происходит при каждом взрыве сверхновой II типа.

До сих пор наши замечания ограничивались моделью I, т.е. нуклеосинтезом, который ожидается в сверхновой массой $25M_{\odot}$ населения I с первоначальным солнечным химическим составом. Мы еще не провели расчет взрывного нуклеосинтеза в модели II, однако, поскольку химический состав, избыток нейтронов и профили термодинамических параметров для этой звезды очень похожи на соответствующие величины для модели I, по крайней мере во внутренних областях (см. рис. 1–3), можно полагать, что синтез в процессе взрыва протекает сходным образом в этих двух звездах. В частности, за исключением ядер s-процесса ^{36}S , ^{40}Ar и ^{58}Fe , содержания элементов и изотопов наиболее распространенных ядер тяжелее кремния во взрывающейся модели II должны быть очень похожи на те, которые, показаны на рис 6 для модели I (возможно, с двукратным дефицитом для некоторых нейтроноизбыточных изотопов). Однако для ядер легче кремния нуклеосинтез будет существенно различаться для двух типов населения, что является отражением различия в профиле нейтронного избытка, показанного на рис. 3. Поскольку ожидается, что содержания ядер легче кремния силь-

Таблица 5

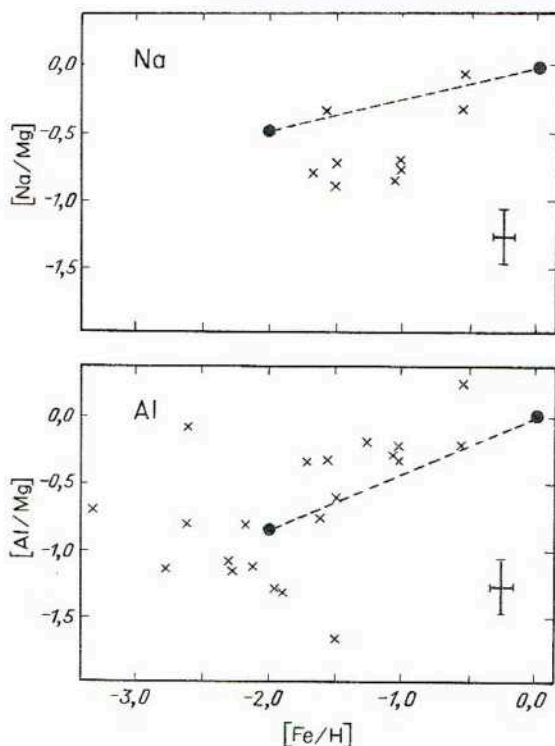
ИЗМЕНЕНИЯ НУКЛЕОСИНТЕЗА В ЗВЕЗДАХ РАЗЛИЧНЫХ ТИПОВ НАСЕЛЕНИЯ

Ядра	Коэффициент обогащения*		Ядра	Коэффициент обогащения	
	Модель I	Модель II		Модель I	Модель II
^1H	0,51	0,52	^{23}Na	57,4	17,9
^4He	1,21	1,30	^{24}Mg	22,7	15,5
^{12}C	9,1	12,7	^{25}Mg	21,6	1,7
^{13}C	0,9	0,008	^{26}Mg	25,0	2,0
^{14}N	2,6	0,033	^{27}Al	32,4	3,2
^{15}N	0,4	0,005	^{28}Si	13,3	9,3
^{16}O	14,1	11,3	^{29}Si	5,8	0,42
^{17}O	9,8	0,058	^{30}Si	6,5	0,38
^{18}O	14,9	0,15	^{31}P	8,5	1,1
^{19}F	0,8	0,008	^{32}S	7,0	3,2
^{20}Ne	37,4	33,4	^{33}S	5,7	1,7
^{21}Ne	16,5	4,0	^{34}S	10,1	6,3
^{22}Ne	7,7	0,20	^{36}S	32,6	0,20

* В веществе вне ядра массой $1,48M_{\odot}$, нормированный к содержанию на Солнце [11], вычисленный в момент начала коллапса ядра (предполагается, что этот состав значительно не искажается при взрыве).

но не меняются в процессе выброса их при взрыве, имеет смысл сравнить содержания этих ядер в двух звездах до взрыва (табл. 5). Как отмечалось выше, некоторые происходящие во время углеродного горения процессы слабого взаимодействия стремятся смазать большие различия нейтронного избытка, существующие на стадии после горения гелиевого ядра. Поэтому такие изотопы, как ^{18}O , которые создаются вне углеродной оболочки, показывают большие различия, тогда как другие, типа ^{26}Mg , создаваемые внутри углеродного конвективного

Рис. 7. Относительные содержания Na и Al (нечетные Z) по сравнению с Mg (четное Z) в бедных металлами звездах поля с различной металличностью, определяемой содержанием Fe. Крестиками показаны данные наблюдений Петерсон [29]. Характерная ошибка ее измерений указана в правом нижнем углу. По осям отложены логарифмы отношения содержания данного элемента к его содержанию на Солнце. Для звезд с наибольшим дефицитом металлов наблюдается очевидная тенденция пониженного содержания Na и Al относительно Mg. Эта картина находится в разумном количественном согласии с предсказаниями данной работы (точки, соединенные штриховой линией) (см. табл. 5). Расчетные результаты нормированы так, чтобы элементы Na, Al, Mg и Fe для звезды населения I были в такой же пропорции, как на Солнце. Эта процедура проделана для того, чтобы избежать проблемы калибровки, которая очень чувствительна к неопределенностям ядерных сечений и другим параметрам модели.



слоя, менее чувствительны к исходному содержанию металлов. Томкин и Ламберт [31] провели анализ изотопов магния в субкарлике Gmb 1830 с дефицитом металлов, содержание железа в котором составляет 5% от солнечного, что в 5 раз меньше, чем в модели II. В этой звезде содержание ^{25}Mg и ^{26}Mg понижено относительно ^{24}Mg примерно в 4,5 раза по сравнению с Солнцем. Эти измерения полностью согласуются с результатами, приведенными в табл. 5, и тем самым подтверждают их. Кроме изотопных различий, наши результаты также показывают различия в содержаниях некоторых элементов с нечетным зарядом ядра, особенно Na и Al, по сравнению с элементами с четным зарядом, например Mg (см. также [1, 2]). На рис. 7 показаны отношения содержаний Na и Al к Mg по данным измерений Петерсон [29] для ряда звезд поля с дефицитом металлов. Эти данные, хотя и отягощены значительными ошибками, четко показывают относительный дефицит легких элементов с нечетным Z , что находится в приемлемом согласии с результатами данной работы. Для ядер тяжелее кремния зависимость синтеза ядер с нечетными Z от содержания металлов уменьшается и, учитывая практические трудности, связанные с определением содержания в звездах таких элементов, как фосфор и хлор, может быть ненаблюдаема.

Данное исследование было выполнено при поддержке Национального научного фонда (AST-79-09102) и Министерства энергетики (W-7405-ENC-48).

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnett W.D. *Astrophys. J.*, **166**, 153, 1971.
2. Arnett W.D. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **11**, 73, 1973.
3. Arnett W.D. *Astrophys. J.*, **193**, 169, 1974.
4. Arnett W.D. *Astrophys. J. Lett.*, **230**, L37, 1979.
5. Arnett W.D., Truran J.W. *Astrophys. J.*, **157**, 339, 1969.
6. Arnett W.D., Truran J.W., Woosley S.E. *Astrophys. J.*, **165**, 87, 1971.
7. Axelrod T. Ph.D. thesis, Univ. Calif., Santa Cruz; Lawrence Livermore Laboratory preprint UCRL-84354, 1980.
8. Bethe H. *Phys. Rev.*, **55**, 103, 1939.
9. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
10. Butler D., Dickens R.J., Epps E. *Astrophys. J.*, **225**, 148, 1978.
11. Cameron A.G.W. *Space Sci. Rev.*, **15**, 121, 1973.
12. Chevalier R.A., Kirshner R.P. *Astrophys. J.*, **219**, 931, 1978.
13. Colgate S.A., White R.H. *Astrophys. J.*, **143**, 626, 1966.
14. Dayras R., Switkowski Z.E., Woosley S.E. *Nucl. Phys. A*, **279**, 70, 1977.
15. Eddington A. *Observatory*, **43**, 341, 1920.
16. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975.
17. Fowler W.A., Hoyle F. *Astrophys. J. Suppl.*, **9**, 201, 1964.
18. French H.B. *Astrophys. J.*, **240**, 41, 1980.
19. Fuller G.M., Fowler W.A., Newman M.J. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **42**, 447, 1980; Caltech preprints OAP-620, OAP-621, 1981.
20. Hansen C.J. Ph.D. thesis, Yale Univ., New Haven, 1966.
21. Hoyle F. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **106**, 343, 1946.

22. Hoyle F., Fowler W.A. *Astrophys. J.*, **132**, 565, 1960.
23. Kirshner R.P., Oke J.B. *Astrophys. J.*, **200**, 574, 1975.
24. Lederer C.M., Shirley V.S., eds. *Table of Isotopes*, 7-th ed., New York, John Wiley, 1978.
25. Maza J., van den Bergh S. *Astrophys. J.*, **204**, 519, 1976.
26. Mazurek R. Ph.D. thesis, Yeshiva Univ., New York, 1973.
27. Miller G.E., Scalo J.M. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **41**, 513, 1979.
28. Nomoto R., Sugimoto D. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **29**, 765, 1977.
29. Peterson R.C. Preprint, 1980.
30. Silk J. *Astrophys. J.*, **211**, 638, 1977.
31. Tomkin J., Lambert D.L. *Astrophys. J.*, **235**, 925, 1980.
32. Weaver T.A., Woosley S.E. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **336**, 335, 1980.
33. Weaver T.A., Zimmerman G.B., Woosley S.E. *Astrophys. J.*, **225**, 1021, 1978.
34. Wilson J.R. *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **336**, 358, 1980.
35. Woosley S.E., Arnett W.D., Clayton D.D. *Astrophys. J.*, **175**, 731, 1972.
36. Woosley S.E., Arnett W.D., Clayton D.D. *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **26**, 231, 1973.
37. Woosley S.E., Axelrod T.S., Weaver T.A. *Comm. Nucl. Part. Phys.*, 1981.
38. Woosley S.E., Holmes J.A., Fowler W.A., Zimmerman B.A., *Atomic Data Nucl. Data Tables*, **22**, 371, 1978.
39. Woosley S.E., Weaver T.A. *Astrophys. J.*, **238**, 1017, 1980.
40. Woosley S.E., Weaver T.A., Taam R.E. *Proc. of the Austin Conf. on Type I Supernovae*, ed. Wheeler J.C. Austin, Univ. of Texas, 1980, p. 96.

КОСМИЧЕСКАЯ РАДИОАКТИВНОСТЬ: γ-ИЗЛУЧЕНИЕ КАК ИНДИКАТОР ПРОИСХОЖДЕНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

Д. Д. Клейтон

I. ВВЕДЕНИЕ

Одним из первых серьезных аргументов в пользу идеи, что неуклеосинтез происходит именно в звездах, было предположение [13] о возбуждении кривых блеска сверхновых I типа радиоактивным распадом. Как в работе [13], так и в последующем исчерпывающем описании нуклеосинтеза в звездах [12] Уильям А. Фаулер с сотрудниками привел аргументы в поддержку идеи о том, что деление ^{254}Cf в выбрасываемом при взрывах сверхновых веществе могло бы объяснить равное примерно 55 сут время двукратного ослабления блеска сверхновых I типа. Эта стимулирующая идея побудила меня, студента Фаулера, задаться вопросом, какое влияние в современную эпоху могли оказывать на Крабовидную туманность цепочки многочисленных α -, β - и γ -распадов, которые должны протекать достаточно интенсивно и по сей день, если теория Фаулера и его сотрудников верна. Заканчивая в Радиационной лаборатории Келлога свою диссертацию на степень доктора философии, посвященную другим вопросам происхождения тяжелых элементов, я показал, что поступление кинетической энергии в Крабовидную туманность еще до сих пор должно быть значительным, тогда как γ -излучение представлялось недоступным для измерения, поскольку его поток на Земле не должен превосходить $10^{-4} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$.

Однако мой взгляд на γ -излучение изменился, когда Хеймс задал мне вопрос, достаточна ли радиоактивность Крабовидной туманности, чтобы ее можно было детектировать с помощью коллимационного спектрометра из CsI, помещенного на высотном баллоне. Управление научными исследованиями военно-воздушных сил США оказало материальную поддержку в разработке детектора Хеймса в Университете Райса, а также оплатило баллон и его запуск. Вдохновленный оптимистическим взглядом Хеймса на возможность измерения потока в линиях γ -излучения, близкого к $10^{-4} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$, я попросил Крэдока рассчитать детальный спектр γ -излучения для элементов-продуктов нуклеосинтеза в r -процессе, приняв для них значения концентраций, следующие из работы Фаулера и др. [12]. В своей статье [26] мы попытались изложить перспективы экспериментального подтверждения отдельных ступеней нуклеосинтеза с помощью γ -астрономии. Интригующее обсуждение Фаулером [39] перспектив солнечной нейтринной астрономии навело на мысль о проведении аналогичного исследования основ новой

отрасли науки — астрономической γ -спектроскопии.

Вывод Арнетта [4] о том, что химсостав вещества, выбрасываемого из звезды в процессе взрывного горения углерода, больше похож на солнечный, чем химический состав вещества, синтезируемого при гидростатически равновесном горении углерода, происходящем при более низких температурах, повысил интерес к обсуждению роли γ -излучения в астрономии. Этот результат вызвал буквально лавину исследований взрывного нуклеосинтеза, основанных на идее выброса вещества в процессе термоядерного горения. Перед γ -астрономией открылись еще более широкие перспективы, после того как было установлено, что образующиеся при слиянии заряженных частиц богатые протонами ядра могут давать достаточно интенсивное γ -излучение при условии их немедленного выброса из звезды. Два годами раньше в Радиационной лаборатории Келлога Д. Боданский, У. Фаулер и я исследовали горение кремния и показали [10], что в этом случае изотопы ^{56}Fe и ^{57}Fe преимущественно синтезируются первоначально в виде радиоактивных родительских изотопов ^{56}Ni и ^{57}Ni . К такому же выводу пришли раньше Фаулер и Хойл [42], которые хотя и описали горение не столь подробно, но заключили, что электронный захват в недрах звезды приводит к превращению ^{56}Ni и ^{57}Ni в ^{56}Fe и ^{57}Fe и тем самым создает избыток нейтронов, необходимый для осуществления e -процесса. Из работы Арнетта, напротив, следовало, что ядра ^{56}Ni и ^{57}Ni будут выброшены, прежде чем успеют распасться. Два моих аспиранта в Университете Райса провели исследование двух аспектов этой проблемы. Фишмен исследовал ожидаемые потоки γ -излучения, которые должны быть огромными в случае вспышки сверхновой в Галактике, и, объединив это исследование с динамическими моделями Колгейта, мы получили оценку возможности выброса при такой вспышке 77-дневного (время двукратного ослабления блеска. — *Перев.*) спектра γ -излучения [25]. Тем временем Вусли и я, основываясь на высокой распространенности ^{58}Ni , показали [33], что изотопы ^{56}Ni и ^{57}Ni должны выбрасываться еще до распада. Этот вывод остается в силе и теперь, хотя представление об относительной роли гидростатического и взрывного горений вновь усложнилось [7, 72].

Вера в «калифорниевую» гипотезу была поколеблена результатами количественных подсчетов. Необходимая концентрация Cf приводила к содержанию урана в Галактике, на 3–4 порядка величины превышающему наблюдаемое в действительности. Этот вывод следует из предположения, что светимость сверхновых I типа обусловлена распадом изотопа ^{254}Cf . Причиной же выдвижения этой гипотезы послужило сходство между кривыми блеска отдельных сверхновых I типа. Ирония в том, что, по мере того как выявлялась несостоятельность этой гипотезы, сама идея о поддержании высокой температуры расширяющейся оболочки благодаря энергии радиоактивного распада, напротив, становилась все более привлекательной в связи с рассмотрением короткоживущих радиоактивных изотопов ^{56}Ni и ^{57}Ni . Колгейт и Мак-Ки [35]

первыми приступили к разработке гипотезы радиоактивного источника энергии с учетом этих изотопов. Необходимость подобного источника энергии вытекала естественным образом из более ранних исследований Колгейтом гидродинамически расширяющихся моделей сверхновых [36]. Опираясь на эту идею, Ван Хизе [70] пересмотрел кривые блеска сверхновых, а Арнетт [5] вновь построил некоторые модели оболочек сверхновых, нагреваемых энергией распада ^{56}Co . В табл. 1 даны параметры распада изотопов ^{56}Ni , ^{56}Co и ^{57}Co : период полураспада, тепловыделение и сопровождающие распад основные γ -кванты. Эти данные являются ключевыми для будущей γ -спектроскопии отдельных сверхновых, хотя распад двух изотопов никеля, возможно, недоступен наблюдениям, так как оболочка сверхновой не успевает стать достаточно прозрачной за время их полураспада. Изотоп ^{57}Ni не приведен в табл. 1, поскольку ожидается, что из-за его короткого времени жизни (период полураспада 36 ч) возникающее γ -излучение не сможет покинуть звезду. Однако не следует пренебрегать влиянием распада ^{57}Ni на гидродинамику расширения: его вклад в тепловую энергию звезды в течение первых 24 ч почти такой же, как и ^{56}Ni за этот период. Полное энергосодержание зависит, конечно, от содержания этих радиоактивных изотопов в конкретной сверхновой. Средняя кинетическая энергия, выделяемая в одном акте распада ^{56}Co , составляет $\bar{Q}_{\text{KE}} = 0,12$ МэВ, что раза в два меньше значения, использованного Арнеттом [5] при построении кривых блеска для случая, когда расширяющаяся оболочка становится прозрачной для γ -излучения.

Воспользовавшись понятием средней сверхновой, я сделал, как надеюсь, объективную оценку среднего количества радиоактивных изотопов, образующихся в процессе вспышки одной сверхновой. Я предполо-

Таблица 1

ПАРАМЕТРЫ РАСПАДОВ ИЗОТОПОВ Ni и Co

Ядро	$\tau_{1/2}$, сут	Q_{eff} , МэВ*	γ , МэВ**
^{56}Ni	6,10	1,72	1,56 (14%), 0,812 (87%),
	Электронный захват	$Q_{\text{EC}} = 2,135$	0,750 (50%), 0,480 (36%), 0,270 (36%), 0,158 (99%)
^{56}Co	78,8	3,81	3,2–3,7 (12%), 2,60 (17%),
	Электронный захват (81%)	$Q_{\text{EC}} = 4,568$	2,02 (12%), 1,77 (16%),
	Позитронный распад (19%)	$\bar{Q}_{\text{KE}} = 0,12$	1,24 (66%), 0,847 (100%)
^{57}Co	271	0,137	0,136 (11%), 0,122 (89%),
	Электронный захват	$Q_{\text{EC}} = 0,837$	0,014 (89%)

* Q_{eff} — средняя энергия, переходящая в тепло в непрозрачном веществе; она меньше полной выделяемой при распаде энергии Q на значение средней энергии, уносимой нейтрино.

** Энергии испускаемых γ -квантов и относительные интенсивности линий γ -излучения в процентах на полное число распадов.—Прим. перев.

жил, что атомные ядра образовались при взрывах сверхновых, т.е. сделал именно то предположение, которое исследователи надеются проверить с помощью γ -астрономии. Опираясь на радиоактивную космохронологию Фаулер [40] пришел к выводу, что скорость нуклеосинтеза в Галактике убывала со временем по-закону $\dot{N}_{SN} = R \exp(-t/T_R)$, где \dot{N}_{SN} — частота вспышек сверхновых, характерное время уменьшения которой T_R порядка $4 \cdot 10^9$ лет, тогда как возраст Галактики около $12 \cdot 10^9$ лет $\equiv A_G$. Считая все сверхновые одинаковыми и потребовав, чтобы полное содержание тяжелых химических элементов в Галактике было обусловлено именно этими вспышками сверхновых, можно оценить средний выход Y_{SN} каждого изотопа. Если принять для частоты вспышек сверхновых в современную эпоху значение $\dot{N}_{SN}(A_G) = 0,025 \text{ года}^{-1}$, то $R = 0,5 \text{ года}^{-1}$, поскольку при $A_G/T_R = 3$ начальная частота в 20 раз выше современной. Полное число вспышек до рождения Солнца ($t = t_{\odot} \approx 7,4 \cdot 10^9$ лет) тогда равно

$$N_{SN}(\odot) = \int_0^{t_{\odot}} \dot{N}_{SN} dt = \dot{N}_{SN}(A_G) T_R [1 - \exp(-t_{\odot}/T_R)] \exp(A_G/T_R). \quad (1)$$

Для принятых параметров полное число вспышек сверхновых составляет $N_{SN} = 1,7 \cdot 10^9$, но это значение зависит от исходных допущений. Например, если бы скорость нуклеосинтеза не была относительно велика вначале (скажем, $T_R = A_G$, а не $A_G/3$), то полное число сверхновых уменьшилось бы (до $3,7 \cdot 10^8$, т.е. в 4,6 раза). Предположение, что вещество Галактики (массой $1,8 \cdot 10^{11} M_{\odot}$) имеет при $t = t_{\odot}$ солнечный химический состав, дает меру среднего выхода химических элементов на одну сверхновую. Этот выход, обозначенный $Y_{SN}(^AZ)$, приведен в табл. 2 для таких наборов параметров, при которых $N_{SN}(\odot) = 1,7 \cdot 10^9$. Если такая средняя сверхновая взорвется на расстоянии R от Земли, то поток γ -излучения в линиях у Земли в момент t после взрыва (с учетом времени прохождения расстояния R) составит

$$F_i(^AZ) = T_i(t) g_i [\lambda(^AZ) Y_{SN}(^AZ) / 4\pi R^2] \exp[-\lambda(^AZ) t], \quad (2)$$

где λ — скорость распада изотопа AZ , g_i — число γ -квантов типа i на один распад и $T_i(t)$ — коэффициент проницаемости для γ -квантов с энергией E_i , покидающих расширяющуюся оболочку сверхновой. Для каждого изотопа с известной скоростью распада $\lambda = 1/\tau$ соотношение (2) можно представить в виде

$$F_i(\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1} = T_i g_i B(^AZ) [(\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1} \cdot \text{кпс}^2] R^{-2} (\text{кпс}) \exp(-t/\tau). \quad (3)$$

Постоянные $B(^AZ)$ также приведены в табл. 2. По физическому смыслу они равны потоку, ожидаемому при $t = 0$ от сверхновой на расстоянии $R = 1 \text{ кпс} = 3,086 \cdot 10^{21} \text{ см}$, если самопоглощением можно пренебречь ($T_i = 1$). Вначале $T_i = 0$ и возрастает до 1 по мере того, как туманность становится прозрачной для γ -излучения. Ссылки в табл. 2 приведены

Таблица 2

СРЕДНИЕ ВЫХОДЫ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР И ПОТОКИ γ-ИЗЛУЧЕНИЯ

Радиоактивные ядра	τ	Конечные дочерние ядра	YSN	$V(A, Z)$, (см ² ·с) ⁻¹ ·кис ²	Ссылки
²³⁸ U	6,45 · 10 ⁹ лет	²⁰⁶ Pb	5,6 · 10 ^{46a)}	2,30 · 10 ⁻¹⁵	[17, 26]
¹²⁵ Sb	3,9 года	¹²⁵ Te	8,5 · 10 ^{47b)}	5,8 · 10 ⁻⁵	Настоящая работа, [17]
⁶⁵ Zn	352,2 дня	⁶⁵ Cu	4,74 · 10 ⁴⁸	3,56 · 10 ⁻⁴	Настоящая работа
⁶⁰ Fe	4,3 · 10 ⁵ лет	⁶⁰ Ni	3,57 · 10 ⁵⁰	p(65) ²⁾	[16, 17]
⁶⁰ Co	7,604 года	⁶⁰ Ni	3,57 · 10 ⁵⁰	p(60) ²⁾	[17]
⁵⁷ Co	391 день	⁵⁷ Fe	5,16 · 10 ⁵²	1,24 · 10 ⁻²	[17, 19]
⁵⁶ Ni	8,80 дня	⁵⁶ Fe	2,16 · 10 ⁵⁴	12,8	[17, 19, 25, 30]
⁵⁶ Co	113,7 дня	⁵⁶ Fe	2,16 · 10 ⁵⁴	2,37 · 10 ⁴	[17, 19, 25, 30]
⁴⁸ V	23,05 дня	⁴⁸ Ti	5,82 · 10 ⁵¹	1,82 · 10 ³	[17, 19, 25, 30]
⁴⁴ Ti	67,8 года	⁴⁴ Ca	4,23 · 10 ⁵¹	4,4	[17, 25]
²⁶ Al	1,04 · 10 ⁶ лет	²⁶ Mg	4,8 · 10 ^{50e)}	1,65 · 10 ⁻²	[16, 17, 25]
²² Na	3,75 года	²² Ne	1,06 · 10 ⁵²	1,2 · 10 ⁻⁷	[7, 61, 75]
			p(22)	0,75 p(22) ²⁾	[21, 28]

a) Не внесена поправка на распад ²³⁸U до образования Солнечной системы, учет которого почти удвоил бы значение выхода.

b) Результаты основаны на предположении, что вклад в распространённость ¹²⁵Te от r-процесса составляет N_r = 0,3 в шкале N_{Si} = 10⁶ (один из возможных вариантов r-процесса).

d) Использовано соотношение Y(²⁶Al) = 2 · 10⁻³ Y(²⁷Al) из [4].

e) p-доля в процентах (1-100) дочернего ядра, образовавшегося в результате распада указанного родительского ядра.

в основном для того, чтобы обратить внимание читателя на первые обсуждения соответствующих космических источников γ -излучения, а не на принятые в этих работах конкретные численные значения величин. Множители g_i для конкретных линий, а также относительные интенсивности позитронных распадов не включены в табл. 2, поскольку их без труда можно найти в стандартных справочниках [49].

Ниже обсуждаются некоторые наиболее интересные физические моменты, связанные с поставленными здесь вопросами.

II. ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ СВЕРХНОВОЙ

Синтез радиоактивных ядер — совершенно уникальное явление в астрономии. После взрыва звезды источник γ -излучения затухает экспоненциально. Однако условия выхода из расширяющейся сверхновой излучения в каждой линии типа i определяются изменяющейся прозрачностью объекта. Для потока у Земли можно написать

$$F_i(t) = T_i \Lambda_{0i} \exp(-\lambda_i t), \quad (4)$$

где прозрачность T_i зависит от распределения массы в звезде и от положения радиоактивного компонента i в ней и, согласно формуле (3), постоянная $\Lambda_{0i} = g_i B(AZ)/R^2$. Если поток F_i измеряется на частоте, излучаемой покоящимся веществом, или вблизи нее, то $T_i(t)$ должно определяться как доля фотонов, испускаемых без поглощения или без потерь энергии при комптоновском рассеянии. Начальное значение $T_i(0) = 0$ (за исключением, возможно, вспышек новых, у которых конвективная оболочка может перемешать радиоактивные ядра и вынести их к поверхности). Со временем асимптотически $T_i \rightarrow 1$ (по крайней мере в выброшенном веществе).

Поток в линии i возрастает до максимального значения, достигаемого в момент $t = t_i^{\max}$, определяемый из уравнения $dF_i/dt = 0$. Согласно формуле (4), отсюда следует, что в этот момент прозрачность возрастает экспоненциально с характерным временем, равным характерному времени радиоактивного распада:

$$dT_i/dt = \lambda_i T_i \quad \text{при} \quad t = t_i^{\max}. \quad (5)$$

Это, хотя и элементарное, но примечательное соотношение показывает, что, когда, например, сопровождающая распад ^{56}Co линия 0,847 МэВ достигает максимума, оболочка сверхновой просвечивается с известной скоростью, равной скорости распада ^{56}Co . Вследствие различий в скоростях распада, а также, возможно, в локализации внутри сверхновой разные линии будут достигать максимума интенсивности в разные моменты времени. Далее, в момент максимума вторая производная потока простым образом связана со второй производной прозрачности

$$(1/F_i) d^2 F_i / dt^2 = (1/T_i) d^2 T_i / dt^2 - \lambda_i^2 \quad \text{при} \quad t = t_i^{\max}. \quad (6)$$

Аналогичные соотношения справедливы для производных всех порядков. Преобразовав формулу (4), можно определить изменение со временем прозрачности по зависимости от времени потока

$$T_i(t) = F_i(t) \exp(\lambda_i t) / \Lambda_{0i}. \quad (7)$$

По измерениям одной линии невозможно получить абсолютное значение прозрачности, поскольку не известны ни абсолютный радиоактивный выход Λ_{0i} , ни точный момент взрыва. Можно определить лишь отношение $\exp(\lambda_i t) / \Lambda_{0i}$, проводя наблюдения вплоть до далеких от максимума блеска моментов времени, когда $T_i \rightarrow 1$. Таким образом, полный выход Λ_{0i} можно найти только в случае, если известен точный момент взрыва ($t = 0$). Однако трудно представить себе, как можно установить точный момент взрыва без чувствительного детектора нейтринной вспышки. Промежуток времени между взрывом в центре звезды и максимумом блеска сильно зависит от строения предсверхновой [38].

Дополнительную интересную информацию можно получить путем сравнения различных линий. Для этого имеются следующие два основания: 1) разные линии от одного и того же распада (например, линии 0,847 и 2,60 МэВ от распада ^{56}Co) достигают максимума в различные моменты времени вследствие различия непрозрачностей при двух соответствующих энергиях и 2) линии, обусловленные различными распадами (например, ^{56}Co и ^{57}Co), достигают максимума в разные моменты времени из-за различия в периодах полураспада. Предположим для простоты, что прозрачность можно записать в виде

$$T_i(t) \approx \exp(-\mu_i x),$$

где $x = \int \rho dr$ — масса столба единичного поперечного сечения над центральным источником в сферической геометрии, а μ_i — массовый коэффициент поглощения, который предполагается не зависящим от глубины. Тогда в соответствии с уравнением (5) линия i достигает максимальной интенсивности в момент, когда выполняется соотношение

$$-\mu_i \dot{x}(t_i^{\max}) = \lambda_i, \quad (8)$$

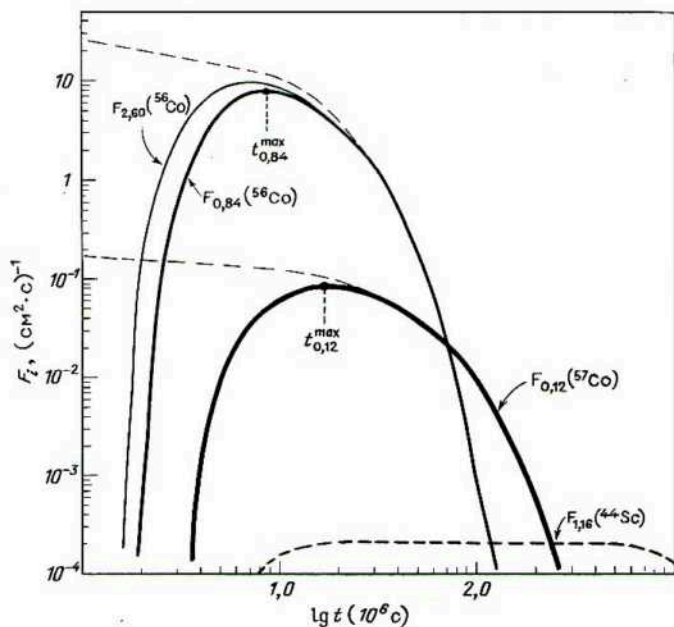
которое связывает скорость изменения массы единичного столба с периодами полураспада. Для двух различных линий от одного и того же распада с одинаковыми λ_i , но разными μ_i находим

$$\dot{x}(t_i^{\max}) / \dot{x}(t_j^{\max}) = \mu_j / \mu_i. \quad (9)$$

Для линий 0,847 и 2,60 МэВ от распада ^{56}Co коэффициенты поглощения μ_i различаются почти в два раза, поэтому, когда интенсивность излучения с энергией 2,60 МэВ достигает максимума, масса единичного столба изменяется в два раза быстрее, чем в более поздний момент, когда достигает максимума интенсивность излучения квантов 0,847 МэВ. Это

видно на рис. 1 для модели, в которой слой массой $1M_{\odot}$ расширяется со скоростью 10^4 км/с. Эти значения толщины слоя и скорости расширения наиболее благоприятны — для них интенсивность линии 2,60 МэВ достигает максимума в момент времени, примерно равный периоду полураспада $\tau_{1/2}({}^{56}\text{Co})$. Главный результат состоит в том, что максимум интенсивности линии 0,847 МэВ достигается примерно три недели спустя. Временное запаздывание растет с увеличением массы расширяющегося слоя и с уменьшением скорости расширения и тем самым является мерой определяющих структуру выбрасываемой оболочки величин [19]. Доля выходящих из оболочки звезды γ -квантов, генерированных при распаде ${}^{56}\text{Co}$, столь резко падает с увеличением массы и замедлением расширения оболочки, что их свободный выход остается проблематичным.

Рис. 1. Потoki γ -излучения, регистрируемые на Земле в четырех линиях, ожидаемых от стандартного нуклеосинтеза в сверхновой, вспыхнувшей на расстоянии $R = 10$ кпс от Солнца, как функции времени, прошедшего с момента взрыва. В этом примере ослабление потоков вызвано поглощением γ -излучения слоем массой $1M_{\odot}$, расширяющимся со скоростью 10^4 км/с. Поэтому в начальные моменты сплошные линии располагаются ниже штриховых, которые соответствуют отсутствию поглощения. По времени запаздывания максимумов интенсивностей разных линий можно судить о структуре оболочки сверхновой. Моменты максимумов в этой идеализированной модели равны $t_{2,60}^{\max} = 7,1 \times 10^6$ с, $t_{0,84}^{\max} = 8,7 \cdot 10^6$ с и $t_{0,12}^{\max} = 17 \cdot 10^6$ с. Источниками γ -линий являются: 2,60 МэВ — ${}^{56}\text{Co}$, 1,16 МэВ — ${}^{44}\text{Sc}$, 0,84 МэВ — ${}^{56}\text{Co}$, 0,12 МэВ — ${}^{57}\text{Co}$ [19].



Одной из важных величин, поддающихся определению в прозрачной туманности, является отношение $^{57}\text{Co}/^{56}\text{Co}$. Его можно измерить непосредственно, когда потоки в линиях γ -излучения, возникшего при распаде ^{56}Co , достигают стадии экспоненциальной зависимости от времени. Однако, чтобы найти численное значение этого отношения, устанавливающееся в процессе нуклеосинтеза, необходимо знать еще момент взрыва ($t=0$) с погрешностью, значительно меньшей, чем $\tau_{1/2}(^{56}\text{Co})$. После определения этого отношения на больших временах экстраполяция назад по времени дает меру оптической толщи, поскольку имеет место большое различие непрозрачностей для γ -излучения с энергией 2,60 МэВ от распада ^{56}Co и с энергией 0,122 МэВ от распада ^{57}Co . Это также показано на рис. 1, из которого следует, что примерно через два года поток γ -излучения от распада ^{57}Co превышает поток от ^{56}Co и что оба этих потока еще очень сильны для любой галактической сверхновой. Примерно через 10 лет поток от стандартного выхода ^{44}Ti превышает поток от ^{57}Co .

Еще один важный критерий структуры сверхновой удалось бы получить, ответив на вопрос: могут ли какие-либо γ -кванты от распада ^{56}Ni (период полураспада 6,1 сут) проникать сквозь оболочку звезды на достаточном для их обнаружения уровне интенсивности? Если ответ положителен, то сравнение с γ -линиями ^{56}Co даст много новой информации (линии ^{56}Ni не показаны на рис. 1). Наиболее важны измерения при $t=0$! Поскольку γ -кванты от ^{56}Ni и от ^{56}Co проходят сквозь одно и то же поглощающее вещество, отношение их потоков дает мгновенное значение отношения содержаний, а следовательно, и время, прошедшее от момента прекращения ядерных реакций (его можно определить с помощью стандартной связи между концентрациями родительских и дочерних ядер). Действительно, в течение сравнительно короткого времени, когда распад ^{56}Ni можно еще надеяться обнаружить в наблюдениях, ядра ^{56}Co можно считать стабильными, и поэтому с разумной точностью

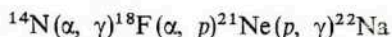
$$t \approx \tau(^{56}\text{Ni}) \ln(^{56}\text{Co}/^{56}\text{Ni} + 1). \quad (10)$$

Такое измерение времени ядерной детонации позволило бы определить устанавливающееся в процессе нуклеосинтеза отношение $^{56}\text{Co}/^{57}\text{Co}$ и лучше объяснить природу кривых блеска сверхновых. Определение результирующих абсолютных выходов позволяет также найти абсолютную непрозрачность в начальные моменты времени. Интересная последовательность периодов полураспада: $\tau_{1/2}(^{56}\text{Ni}) = 6,1$ сут, $\tau_{1/2}(^{56}\text{Co}) = 77$ сут, $\tau_{1/2}(^{57}\text{Co}) = 270$ сут и $\tau_{1/2}(^{44}\text{Ti}) = 47$ лет — представляет уникальную возможность определить внутреннее строение взрывающейся звезды по наблюдениям с помощью γ -обсерватории.

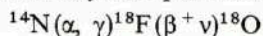
Изотоп ^{22}Na . Возможность диагностики взрывающихся объектов по детектированию распада ^{22}Na обсуждали Клейтон и Хойл [28] для новых и Клейтон [20] для сверхновых. Обе эти возможности остаются

в списке наиболее перспективных методов получения новых сведений о процессах взрывной гидродинамики. Однако теоретические прогнозы сталкиваются с множеством проблем.

Надежды, возлагаемые на рассмотрение несгоревших гелиевых слоев сверхновых, связаны с тем, что при максимальных достижимых температурах около $6 \cdot 10^8$ К ($T_8 = 6$) последовательности реакций, включающие цепочку



и ей подобные, могли бы обеспечить значительную концентрацию ^{22}Na , возможно даже сравнимую с концентрациями ^{19}F и ^{21}Ne . Предполагалось [44], что оба этих последних ядра синтезируются именно в таких условиях, тогда из соответствующих слоев звезды выбрасывается около 10^{-3} тяжелых ядер. Этот процесс изучали также Арнуд Билен и Норгаард [1, 2]. Они показали, что количество синтезированного ^{22}Na будет пренебрежимо малым, если He сгорит еще перед взрывом, так как в этом случае предшествующие образованию ^{22}Na реакции



превращают исходные ядра в ядра с избытком нейтронов. Эта неопределенность существует и в настоящее время во всех рассматриваемых звездных моделях. В табл. 2 я привел значение $B(^{22}\text{Na})$, вытекающее из процентной доли ^{22}Ne , образовавшегося в результате распада ^{22}Na . Если в качестве исходного предположения взять $^{22}\text{Na} \approx ^{21}\text{Ne}$, то $p(22) \approx 2,5$, и сверхновая оказывается очень интенсивным источником γ -излучения.

При рассмотрении вспышки новой Клейтон и Хойл [28] были вынуждены довольствоваться очень простой моделью. Они предположили, что вслед за вспышкой термоядерного горения из самого наружного слоя белого карлика взрывным образом выбрасывается $1,7 \cdot 10^{-4} M_{\odot}$ вещества. Этот процесс описал Труран в гл. 21. В результате двух быстрых захватов протонов ^{20}Ne превращается в ^{22}Mg и ^{22}Na . Если доля по массе ^{20}Ne в веществе на поверхности звезды равна солнечной (избыток отсутствует), то при использовании для новых соотношения (3) нужно брать $B(^{22}\text{Na}) = 1,1 \cdot 10^{-3}$ кпс²/(см²·с). Труран и др. [69] отметили, что для синтеза ^{22}Na требуются максимальные температуры во вспышке $T_8 \geq 2$, которые достигаются не во всех моделях новых. Поэтому наблюдение соответствующих линий γ -излучения при вспышках новых способствовало бы определению некоторой комбинации максимальной температуры, начальной массы ^{20}Ne в выброшенном веществе и других гидродинамических параметров. Это прекрасная возможность узнать нечто новое. Первая реальная попытка в этом направлении была предпринята Левенталем и др. [54], наблюдавшими новую Лебеда 1975 г. В результате был установлен верхний предел, очень близкий к значению, ожидаемому при принятом выше выходе ^{22}Na . Поскольку новые различных типов вспыхивают довольно часто, не будет слишком

самонадеянным утверждать, что уже в ближайшем будущем γ -спутник позволит более глубоко изучить эти объекты.

Если бы спутник с чувствительной аппаратурой был наведен на новую в момент ее взрыва, то он мог бы зафиксировать вспышку γ -излучения, обусловленного аннигиляцией электрон-позитронных пар [28], причем позитроны возникают преимущественно вследствие распада ^{13}N . При вспышке на расстоянии 1 кпс ожидается около 7 аннигиляционных фотонов на 1 см^2 за промежуток времени $2 \cdot 10^3$ с, определяемый в основном скоростью протекания цепочки реакций $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+ \nu)^{13}\text{C}$. Не замечательно ли, что свыше 40 лет назад Фаулер изучал распад ^{13}N в стенах Радиационной лаборатории Келлога [41], а сегодня мы предлагаем изучать его в новых условиях, включая всю наблюдаемую Вселенную?

Если ^{22}Ne образуется при горении Ne в сверхновой, то его использование в качестве индикатора строения сверхновой несколько отличается от случая новой. При взрыве сверхновой слой вещества, обогащенный ^{22}Na , распадается снаружи от слоя, содержащего образованные в процессе нуклеосинтеза элементы железного пика. Поэтому в случае сферической симметрии слой с ^{22}Na должен раньше стать прозрачным (т.е. перейти в стадию экспоненциальной зависимости интенсивности γ -излучения от времени). В результате масса, заключенная между этими двумя слоями, может быть в принципе найдена из наблюдений.

Новая роль для ^{22}Na была предопределена открытием в некоторых метеоритах неона, богатого изотопом ^{22}Ne . Блэк [9] предположил, что этот извлеченный из метеоритных образцов и очень богатый изотопом ^{22}Ne газ возник еще до образования Солнечной системы и попал в некоторые межзвездные пылинки. Изучение образования ^{22}Ne в звездах привело к идее [21], что пыль, конденсирующаяся в процессе взрывного расширения и охлаждения этих звезд, могла химически адсорбировать ^{22}Na , который впоследствии превращался бы в пылинках в ^{22}Ne в элементарных актах распада с низким эффектом отдачи. Мы предположили, что этот газ Ne-E, как его назвал Блэк, содержит чистый компонент ^{22}Ne , который образуется в процессе подобной «взрывной» конденсации, после чего ^{22}Ne сохраняется в пылинках в межзвездной среде до тех пор, пока они не объединятся с другими плотными частицами в метеориты. В качестве возможной причины этого явления Клейтон и Хойл [29] рассматривали пылевые частицы, образующиеся при вспышках новых. Современные усовершенствованные методы химического анализа показали, что Ne-E действительно представляет собой почти чистый ^{22}Ne [37, 55]. Этот факт проще всего объяснить именно тем, что описанная выше конденсация ^{22}Na действительно имела место. Возможность выброса ^{22}Na из звезд и последующей его конденсации в пылинки в количествах, достаточных, чтобы их в свою очередь можно было обнаружить в метеоритах, представляет дополнительный аргумент в пользу прямых поисков ^{22}Na с помощью γ -телескопа.

Изотоп ^{44}Ti . Из табл. 2 и рис. 1 следует, что γ -кванты с энергией 1,157 МэВ, испускаемые в результате позитронного распада (100%, период полураспада 3,93 ч) изотопа ^{44}Sc на первое возбужденное состояние ^{44}Ca , наиболее перспективны для астрономии. Изотоп ^{44}Sc является продуктом распада изотопа ^{44}Ti (период полураспада 47 лет). Теоретические предсказания γ -излучения от ^{44}Ca основаны на предположении, что естественная концентрация ^{44}Ca связана в основном с его взрывным образованием первоначально в виде радиоактивного ^{44}Ti , а не с прямым его синтезом. На такое происхождение ^{44}Ca впервые явно обратили внимание Бодански и др. [10, 11], хотя такая возможность уже учитывалась ранее в численных расчетах [67]. В [10, 11] было показано, что количества ^{44}Ti , синтезируемого при взрывном горении Si при $T > 4 \cdot 10^9$ К, вполне достаточно для объяснения естественной распространенности ^{44}Ca [10, fig. 1]. Клейтон и др. [25] отмечали важное значение этой особенности нуклеосинтеза для астрономии. Если бы «стандартные сверхновые» (табл. 2) вспыхивали в Галактике каждые 30 лет, то в любой момент времени можно было бы обнаружить несколько из них с помощью γ -телескопа с достаточно высоким энергетическим разрешением и достаточно слабым фоном, позволяющим регистрировать линии с потоком $10^{-4} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ или еще более низким.

Надежда обнаружить монохроматическое γ -излучение с энергией 1,157 МэВ от распада $^{44}\text{Ti} \rightarrow ^{44}\text{Sc} \rightarrow ^{44}\text{Ca}$ была сильно поколеблена последующими расчетами, в которых делались попытки проследить процесс выброса такого радиоактивного вещества из недр сверхновой. Используя обычное описание взрывного расширения, Вусли и др. [73] показали, что распределения продуктов нуклеосинтеза при кислородном и кремниевом горениях «замораживаются» вблизи $T = 3 \cdot 10^9$ К, когда содержание ^{44}Ti уменьшается примерно до 0,1 от значения, необходимого для его детектирования [73, fig. 19]. Этот вывод, к которому пришли также Мишо и Фаулер [56], сильно запутал проблему образования ^{44}Ca , сделав ее одной из главных нерешенных загадок нуклеосинтеза. Эту проблему можно было бы разрешить с помощью процесса вроде замораживания при избытке α -частиц [73] при условии, что в момент «замораживания» еще существует изотоп ^{40}Ca . В таком случае реакция $^{40}\text{Ca}(\alpha, \gamma)^{44}\text{Ti}$ могла бы протекать значительно быстрее обратной реакции. К сожалению, такое замораживание, по-видимому, не имеет места в условиях, когда продолжается горение Si. Для его осуществления необходимо, чтобы тяжелые ядра сначала в значительной степени фотодезинтегрировали на α -частицы, а затем вслед за медленной реакцией $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ осуществилась бы быстрая цепочка реакций (α, γ) [6]. Хотя, по-видимому, нет сомнения в том, что в процессе основного взрывного горения синтезируется лишь около 0,1 приведенного в табл. 2 среднего количества ^{44}Ti , тем не менее следует надеяться, что весь ^{44}Ca все же был синтезирован первоначально в виде радиоактивного ^{44}Ti . В противном случае поток γ -излучения от средней галактической сверхновой был бы ниже предела обнаружения.

Недавно по другим причинам Камерон [15] предположил, что изотопы ^{42}Ca — ^{44}Ca рождаются преимущественно в s -процессе. Тогда они синтезировались бы самостоятельно, что было бы большой потерей для γ -астрономии. К счастью, мы теперь можем показать, что это не так. Изучая распространенности образовавшихся в s -процессе ядер с $A > 56$, можно определить распределение нейтронных интегральных потоков, которыми были облучены зародышевые ядра. Осуществление такой программы исследований было начато Фаулером в Радиационной лаборатории Келлога. Это была по сути первая исследовательская задача, которую он предложил мне в 1958 г. [27]. Зигер и др. [62] установили, что образованию в s -процессе ядер тяжелее Fe соответствует экспоненциальное распределение потоков $\rho(\tau)d\tau = G \exp(-\tau/\tau_0)d\tau$. Питерс и др. [60] указали на необходимость учета слабого, но чаще реализуемого компонента для объяснения быстро уменьшающихся непосредственно за массовым числом $A = 56$ распространенностей изотопов, которые образуются только в s -процессе, в особенности ^{58}Fe , ^{70}Ge и ^{76}Se . В настоящее время, исходя из этих аргументов, можно показать [8], что доля F зародышевых ядер, попадающих в условия протекания s -процесса с нейтронным потоком τ , имеет вид

$$F(\tau)d\tau = F_1 \exp(-\tau/\tau_{01})d(\tau/\tau_{01}) + F_2 \exp(-\tau/\tau_{02})d(\tau/\tau_{02}), \quad (11)$$

где $F_1 = 3,09\%$ и $\tau_{01} = 0,053$ (в обычных единицах 10^{27} нейтрон/см²) характеризуют упомянутый слабый s -процесс, тогда как $F = 0,0902\%$ и $\tau_{02} = 0,22$ соответствуют реже встречающемуся, но зато более сильному s -процессу, ответственному за образование ядер с $A \geq 88$. Точные значения величины $\psi_k = \sigma_k N_k$, рассчитанной на одно зародышевое ядро, для любого экспоненциального распределения потоков равно [31]:

$$\psi_k = \sigma_k N_k / N_1(0) = (F/\tau_0) \zeta_k \zeta_{k-1} \dots \zeta_1, \quad (12)$$

где $\zeta_k = [1 + (1/\tau_0 \sigma_k)]^{-1}$ — функция распространения (пропагатор), переводящая ψ_{k-1} в ψ_k . Зародышевому ядру соответствует $k = 1$.

Вычисленные таким образом значения ζ_k и $\sigma_k N_k$ в области ядер Ar, K, Ca приведены в табл. 3. В колонках 5–11 зародышевыми ядрами с большой распространенностью являются ^{36}Ar , ^{38}Ar , ^{40}Ca и ^{42}Ca . Остаточные значения σN от других ядер, которые сами себе служат зародышевыми, указаны в колонке 12. В расчетах, представленных в колонках 5–10, использован только первый член из уравнения (11) характеризующий слабый s -процесс (для рассматриваемых здесь коротких цепочек захвата он преобладает над вторым). Величины $(\sigma N)^i$ показывают, каков вклад главного (более сильного) s -процесса в этой области. Для ядер ^{39}Ar , ^{40}K и ^{41}Ca преобладают реакции (n, α) , и поэтому при расчете величины ζ_k используется не $\sigma(n, \gamma)$, а $\sigma = \sigma(n, \gamma) + \sigma(n, \alpha)$. В результате последующие произведения σN на пути радиационного захва-

та нейтронов следует умножить на коэффициент ветвления

$$f_{n\gamma} = \sigma(n, \gamma) / [\sigma(n, \gamma) + \sigma(n, \alpha)], \quad (13)$$

который также представлен в табл. 3. В явном виде для сравнения затабулированы отдельные линейные цепочки $(\sigma N)^n$: цепочка $(\sigma N)^c$ определяет выходы изотопов Са в ветви, начинающейся с зародышевого ядра ^{40}Ca и проходящей посредством радиационного захвата через ^{41}Ca (во временной шкале s -процесса этот изотоп можно считать стабильным), тогда как $(\sigma N)^d$ дает выход лишь от изотопа ^{42}Ca . Вклады этих двух цепочек преобладают в образовании изотопов Са в s -процессе, поэтому я и выписал их в явном виде. Цепочка $(\sigma N)^e$ дает выходы от изотопов ^{36}Ar , ^{38}Ar , а также от ^{40}Ca , который включается в цепочку через ветвь $^{41}\text{Ca}(n, \alpha)^{38}\text{Ar}$, при этом предполагается, что $^{37}\text{Ar}(\tau_{1/2} = 35 \text{ сут})$ и $^{39}\text{Ar}(\tau_{1/2} = 269 \text{ лет})$ успевают распадаться на пути s -процесса. Цепочка $(\sigma N)^h$ заменяет $(\sigma N)^e$, когда ядро ^{39}Ar можно считать практически стабильным в течение всего процесса. Значения N_s (колонка 8) получены делением совместного выхода трех цепочек $(\sigma N)^n$ на σ . Сравнение N_s с N_{\odot} из [14] показывает, что в противоположность предположению Камерона рассмотренный s -процесс не способен объяснить распространенности изотопов $^{42}\text{Ca} - ^{44}\text{Ca}$. Это несоответствие особенно велико для ^{44}Ca , который имеет столь большое значение для γ -астрономии. Даже если вместо $\sigma_{44} = 15,3$ мбарн принять $\sigma_{44} = 0$, то распространенность ^{44}Ca повысилась бы не более чем на 80%. Только изотоп ^{46}Ca может образоваться в s -процессе, да и то лишь если изотоп $^{45}\text{Ca}(\tau_{1/2} = 163 \text{ сут})$ рассматривается как стабильный, что и предполагалось в представленных в табл. 3 расчетах только для того, чтобы получить максимальный выход ^{46}Ca . Единственный способ сильно увеличить выходы изотопов $^{42}\text{Ca} - ^{44}\text{Ca}$ в s -процессе — это предположить, что $f_{n\gamma} > 0,045$, но даже при максимально возможном увеличении $f_{n\gamma}$ (в 22 раза) все же остался бы еще примерно восьмикратный дефицит ^{44}Ca . Но и эту возможность нельзя принимать в расчет, поскольку тщательные вычисления [74] продемонстрировали, что скорость реакции $^{41}\text{Ca}(n, \alpha)$ превосходит скорость реакции $^{41}\text{Ca}(n, \gamma)$. Последняя колонка показывает, что в случае, когда изотоп ^{44}Ca является зародышевым ядром ^{44}Ca , $\sigma N = 389$ и превышает значения σN , получающиеся при других зародышевых ядрах! Любой более эффективный s -процесс привел бы к избытку ^{58}Fe , ^{37}Cl (половина которого образуется посредством s -процесса из ядра ^{36}Ar) и по крайней мере одного из редких изобар $A = 40$. Отмеченный в [60] избыток ^{41}K не имеет места вследствие большого вклада от ветви $^{41}\text{Ca}(n, \alpha)$, на которую авторы этой работы внимания не обратили. Если ^{39}Ar распадается (цепочка $(\sigma N)^e$), то образуется ^{40}K , когда же он не успевает распасться (цепочка $(\sigma N)^h$), вместо ^{40}K появляется ^{40}Ar , и поэтому более эффективный s -процесс невозможен, так как он привел бы к избытку либо ^{40}K , либо ^{40}Ar . Эти редкие ядра с $A = 40$, по-видимому,

СЛАБЫЙ s-ПРОЦЕСС НА Ag, K И Ca

Ядро	$\sigma(n, \gamma)^a$, мб	$f_{s, \gamma}$	ζ_A	(σN)	(σN) ^b	(σN) ^c	(σN) ^d	(σN) ^e	(σN) ^f	N_{\odot}^g	(σN) ^h	(σN) ⁱ
³⁶ Ag	6,7	1	0,262	—	—	15100	2250	98700	15100	241	15100	15100
³⁷ Cl	2,8	1	0,129	—	—	1950	696	1390	1950	92	105	105
³⁸ Ag	2,6	1	0,121	—	—	2700	1040	18500	2700	120	1305	1305
³⁹ Ag	8,0	0,71	0,372 ^b	—	—	—	—	—	1010	85	—	—
³⁹ K	12	1	0,389	—	—	1050	88	3910	—	—	887	887
⁴⁰ Ag	3,6	1	0,160	—	—	—	—	—	—	27	1,9	1,9
⁴⁰ K	19	0,22	0,818 ^b	—	—	862	10	5,8	—	—	2,8	2,8
⁴⁰ Ca	6,7 ± 0,7	1	0,262	10700	—	—	1600	69900	—	171	10700	10700
⁴¹ Ca	15	0,041	0,947 ^b	10200	—	—	30	—	—	168	—	—
⁴¹ K	17	1	0,474	—	—	90	5,3	—	—	21	80	80
⁴² Ca	17,5 ± 2	1	0,481	219	129	44	22	289	54	18	129	129
⁴³ Ca	62 ± 7	1	0,767	168	99	33	4,8	461	26	17	47	47
⁴⁴ Ca	15,3 ± 3	1	0,448	75	44	15	8,7	1490	9	13	389	389
⁴⁵ Ca ^j	14	1	0,426	32	19	6	4,1	35 ^j	3,8	9,9	—	—
⁴⁶ Ca	3,7	1	0,164	5,3	3,1	1,0	2,5	2,4	0,6	4,4	—	0,23

^a Расчетные значения взяты из [74], а измеренные (с указанием интервала неопределенности)—из [58, 59].

^b Величина ζ рассчитана с использованием $\sigma_{\text{вс}} = \sigma(n, \gamma) + \sigma(n, \alpha)$.

^c s-Процесс на одном лишь ядре ⁴⁰Ca с прямым происхождением через ⁴¹Ca.

^d s-Процесс на одном лишь ядре ⁴²Ca.

^e s-Процесс на ядрах ³⁶Ag, ³⁸Ag и ⁴⁰Ca с учетом ветви ⁴¹Ca(*n, α*) и распада ядра ³⁹Ag.

^f $N_{\odot} = [(\sigma N)^a + (\sigma N)^b] / \sigma$.

^g Содержание изотопов на Солнце [14].

^h Заменяет (σN), когда можно пренебречь расходом ³⁹Ag ($\tau_{1/2} = 269$ лет).

ⁱ Главный s-процесс ($\tau_{02} = 0,22$) на ядрах ³⁶Ag, ³⁸Ag, ⁴⁰Ca и ⁴²Ca.

^j Предполагается, что ядро ⁴⁵Ca стабильно, чтобы получить максимальное содержание ⁴⁶Ca в этой ветви.

^k Остаточные величины от s-процесса с распределением нейтринного потока в виде $P_1(\tau)$, когда указанные ядра являются зародышевыми для самих себя. Значения из этой колонки следует прибавить к полному значению σN (за исключением ³⁶Ag, ³⁸Ag, ⁴⁰Ca и ⁴²Ca, для которых это уже сделано).

синтезируются только в s -процессе [60]. Хотя приведенное обсуждение интересно и само по себе, но его главный итог в том, что ^{44}Ca должен синтезироваться в реакциях с заряженными частицами и поэтому почти неизбежно был образован первоначально в виде родительского ядра ^{44}Ti .

Было опубликовано сообщение, к сожалению, неопределенное, о возможной регистрации радиоактивного распада ^{44}Ti . При наблюдениях в Аргентине фонового излучения от галактического центра Вальравен и Хеймс [71] обнаружили особенность типа линии с избытком излучения на уровне 2σ . Можно было бы не придавать значения такой слабо выраженной особенности и рассматривать ее как обычную флуктуацию, если бы не два следующих совпадения: 1) избыток излучения зарегистрирован, когда поле зрения прибора пересекло галактическую плоскость вблизи направления на галактический центр, и 2) энергия фотонов $1,15 \pm 0,07$ МэВ оказалась такой же, как при распаде ^{44}Ti , присутствие которого, как было предсказано ранее [25], должно быть наиболее вероятной отличительной чертой центра Галактики. Автор этих строк несет некоторую ответственность за то, что побудил Вальравена и Хеймса опубликовать результат такой малой статистической достоверности. Однако, когда данные уже невозможно получить повторно, а вывод столь многообещающий, необходимо подготовить наблюдателей к тому, что будущий γ -телескоп должен повторить наблюдения в этой области неба.

Продолжая подробное обсуждение содержащейся в табл. 3 информации, я хотел бы возвратиться к идее [22–24] о возможности изотопных аномалий в метеоритах в связи с тем, что в доаккумуляционном состоянии содержащее различные изотопы межзвездное вещество может находиться в различных фазовых состояниях. Такое межзвездное фракционирование обусловлено частичной конденсацией в источниках нуклеосинтеза. Образовавшийся в s -процессе Ca можно было бы обнаружить в некоторых метеоритных минералах, если бы метеорит сформировался из конденсата с избытком или недостатком носителей синтезированных в s -процессе изотопов. Возможны различные типы s -процесса. Для среднего s -процесса средние избытки изотопов ^{40}Ca , ^{42}Ca — ^{44}Ca , соответствующие зародышевым ядрам, отличным от самих этих изотопов, пропорциональны величине

$$\delta_s(\text{Ca}) \equiv \{[N_s(A)/N_{\odot}(A)] - 1\} = 0, 4,8, 4,6, 0,6\%$$

соответственно. Таким образом, если ^{45}Ca успеваеет распасться (что вполне вероятно), то избыток вновь образованных в среднем s -процессе изотопов в основном ограничивается двумя изотопами Ca. Однако нужно более последовательно учесть при вычислении этих избытков также выходящие из s -процесса остаточные ядра, которые являются сами себе зародышевыми ядрами. Тогда избытки как изотопа ^{40}Ca , так и ^{44}Ca увеличиваются:

$$\delta_s(\text{Ca}) = 2,3, 4,8, 5,3, 2,3\%.$$

Амплитуда такого аномального компонента может быть либо больше, либо меньше отношения N_s/N_\odot . Что же касается главной темы настоящей главы, то обнаружение какой-либо специфической изотопной аномалии в содержании ^{44}Ca может служить указанием на его взрывное образование и конденсацию в виде ^{44}Ti , т.е. на процессы, приводящие к появлению межзвездных носителей этой аномалии [21]. Тем самым метеориты могли бы предоставить косвенное подтверждение существования такого источника γ -излучения — точно так же, как обнаружение резко выраженных метеоритных аномалий для ^{22}Ne и ^{26}Mg косвенно вселяет надежду на существование источников γ -излучения от распадов ^{22}Na и ^{26}Al .

Изотопы ^{26}Al и ^{60}Fe . Периоды полураспада этих двух ядер равны соответственно $0,7 \cdot 10^6$ и $0,3 \cdot 10^6$ лет. Из-за больших периодов полураспада соответствующие γ -светимости отдельных объектов оказываются ниже ожидаемых пределов обнаружения. Для стандартной сверхновой на расстоянии 1 кпс от Солнца значения $B(^AZ)$ из табл. 2 соответственно равны $1,2 \cdot 10^{-7} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ и $2,18 \cdot 10^{-7} p(60) (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$, что значительно меньше предела обнаружения ($\sim 10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$). (Если 1% изотопа ^{60}Ni синтезируется в виде родительского ядра ^{60}Fe , то $p(60) = 1$.) Если старый остаток сверхновой по счастливой случайности окажется достаточно близко, чтобы его можно было обнаружить (скажем, на расстоянии $R = 0,1$ кпс), то он не будет точечным источником. При скорости расширения 100 км/с через 10^5 лет диаметр остатка составил бы 60 световых лет, т.е. был бы почти равен расстоянию до него. Клейтон [16] все же нашел, что и в этом случае есть интересные перспективы, связанные с установлением в межзвездной среде равновесной концентрации ^{60}Fe . В стационарном состоянии содержание ^{60}Fe в межзвездной среде равно его количеству, образовавшемуся за предшествующий промежуток времени, равный его среднему времени жизни.

$$N(^{60}\text{Fe}) = \int_0^T Y(^{60}\text{Fe}, t) \{1 - \exp[-(T-t)/\tau_{60}]\} dt \approx Y(^{60}\text{Fe}, T) \tau_{60}.$$

Этот результат был давно получен Фаулером (см., например, [42]). Здесь $Y(t)$ — выход нуклеосинтеза в единицу времени, связанный со средним выходом на сверхновую Y_{SN} соотношением $Y(t) = Y_{\text{SN}} \dot{N}_{\text{SN}}$. При частоте вспышек сверхновых, одна в 40 лет, в нашей Галактике за промежуток времени, равный времени жизни ^{60}Fe , вспыхнет $1,1 \cdot 10^4$ сверхновых. Можно ожидать, что около 50 из них будут расположены не далее 1 кпс. Гамма-спутник мог бы обнаружить несколько таких областей с усиленным излучением. Присутствие ^{60}Fe можно установить по испускаемым при его распаде квантам с энергией 58,6 кэВ, одновременно с которыми излучаются также γ -линии с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ, сопровождающие последующий распад ^{60}Co , который во всех остатках сверхновых (кроме очень молодых) находится в равновесии с ^{60}Fe . Потоки γ -квантов при всех этих трех энергиях одинаковы. Две сопровождающие распад ^{60}Co более энергичные линии легче обна-

ружить на круто спадающем в сторону больших энергий спектре фонового излучения. При этом присутствие линии 1,33 МэВ позволит отличить линию 1,17 МэВ от линии 1,16 МэВ, которая сопровождает распады $^{44}\text{Ti} - ^{44}\text{Sc}$.

Если принять упомянутую выше основанную на нуклеосинтезе хронологию, то установившееся галактическое содержание изотопа ^{60}Fe должно составить $3,86 \cdot 10^{54} p(60)$ ядер с равновесной скоростью распада $2,81 \cdot 10^{41} p(60) \text{с}^{-1}$, которая представляет собой меру эмиссии соответствующего γ -излучения. Если бы такое излучение было сконцентрировано на расстоянии галактического центра (10 кпс), то средний поток в каждой из трех γ -линий был бы равен $\langle F \rangle = 2,35 \cdot 10^{-5} p(60) (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$, что достаточно для их обнаружения, если $p(60) \geq 1$ (% изотопа ^{60}Ni). При учете распределения источников γ -излучения по диску Галактики полный поток должен быть того же порядка величины. В этом случае можно было бы зарегистрировать пространственное распределение γ -излучения (особенно при $p(60) > 1$) и по линиям от ^{60}Fe составить карту распределения продолжающегося нуклеосинтеза тяжелых элементов в Галактике. Аналогичное обсуждение можно провести и для γ -активности, связанной с изотопом ^{26}Al , который имеет примерно такие же выход и период полураспада [61, 75].

Оценка количества ^{60}Fe , которое образуется в процессе нуклеосинтеза, довольно неуверенная. В 1971 г. Клейтон [16] привел свидетельства того, что наиболее вероятный способ образования ^{60}Fe — быстрый захват нейтронов во время взрывного горения углерода. С тех пор этот вывод заметно не изменился, однако его обоснование должно быть пересмотрено. Прежняя аргументация исходила в соответствии с работами [4, 45] из того, что изотоп ^{24}Mg составляет около 5% по массе в сгоревшем не полностью, но взрывным образом, углеродно-кислородном слое звезды. В этом случае в веществе, выброшенном взрывным образом из зоны горения углерода, доля ^{24}Mg превысила бы в 20 раз солнечное содержание ^{24}Mg по массе, т.е. в целом составила бы примерно 10^{-2} . Если в условиях нейтронной вспышки при взрывном горении углерода подвергнуть облучению нейтронами 10^{-2} всего железа, то будет образовано, по-видимому, значительное количество изотопа ^{60}Fe . Возникновение в процессе взрыва мощного потока свободных нейтронов оказывается возможным благодаря тому, что первоначальный избыток нейтронов заключен в изотопе ^{22}Ne . В таких условиях тяжелые ядра захватывают около 4–6 нейтронов, прежде чем противодействующие захвату обратные реакции (γ , n) прекратят этот процесс [45, 51]. При этом значительная часть зародышевых ядер ^{56}Fe превращается в ^{60}Fe , и конечное ядро ^{60}Ni является единственным из незкранированных ядер после ^{57}Fe , которое способно «впитать» в себя 10^{-2} начального железа! Такой сценарий предполагает, что $p(60)$ могло достигать 50 (% изотопа ^{60}Ni).

Основываясь на эволюционных последовательностях для массивных звезд, Арнетт и Уэфель [7] пришли к другим выводам. Внутри мас-

сивных звезд углерод горит всегда преимущественно в гидростатическом режиме — так сгорает, возможно, половина всего углерода, а еще несколько процентов сгорает в процессе распространения ударной волны при вспышке сверхновой. В результате в большей части звезды концентрация Mg превышает концентрацию C, а в богатых Mg зонах достигает около 20% по массе. К такому же выводу пришли Уивер и др. [72]. Таким образом, если происхождение Mg было бы связано с такими зонами, то в лучшем случае лишь около 0,3% всего родительского железа могло быть вовлечено в обсуждаемый процесс. К тому же вспышка нейтронного облучения во время выброса вещества оказывается в этом случае значительно слабее, чем в прежних расчетах. Это связано со сгоранием малого количества углерода при выбросе и с тем, что источник нейтронов — изотоп ^{22}Ne уже успевает сгореть за время истощения запасов гелия. Все же нейтронная вспышка привела бы к превращению изотопа ^{58}Fe в ^{60}Fe с заметной эффективностью, если бы в это время в звезде все еще присутствовали ядра Fe. Однако истощение ^{22}Ne будет сопровождаться переработкой изотопного состава вещества в первичном s-процессе [48], вследствие чего родительские ядра ^{56}Fe , по-видимому, успеют превратиться в Ni и в более тяжелые элементы. В таком случае выход изотопа ^{60}Fe будет весьма мал. Эта проблема изучена еще недостаточно подробно, чтобы считать вопрос исчерпанным. Тем не менее надежды, связанные с получением ^{60}Fe в процессе горения гелия, представляются, по крайней мере в качественном отношении, сомнительными.

С другой стороны, было вновь обращено внимание на роль ^{22}Ne в качестве источника нейтронов при взрывном горении He. В работах [65, 68] было найдено, что в зависимости от максимальной температуры в зонах такого взрывного горения возникают условия, подобные условиям протекания r-процесса. Особенно тщательное рассмотрение в [65] показало, что при $T_{\text{max}} = 8 \cdot 10^8$ К плотность свободных нейтронов составляет около $2 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$ в течение примерно 0,1 с. В таких условиях зародышевые ядра Fe будут быстро захватывать нейтроны и затем, поскольку демпфирующее действие реакций (γ , n) при таких низких температурах ослаблено, будут проходить в процессе превращений действительно через ^{60}Fe . Однако поток нейтронов невелик при низких температурах, а выход изотопа ^{60}Fe не был исследован в [65]. Количество вещества, участвующее в обсуждаемом процессе, можно грубо оценить, допустив, что природный ^{22}Ne возникает в результате частичного выживания этого изотопа в зоне взрывного горения с достижением конечной концентрации 10^{-3} по массе, которая в 50 раз превышает содержание ^{22}Ne на Солнце. Тем самым 2% солнечного вещества должны были синтезироваться в таком слое звезды. Снова возникает вопрос: какова судьба зародышевых ядер ^{56}Fe , переработанных под влиянием быстрого облучения нейтронами?

Подводя итог, можно утверждать, что значения $p(60) = 1 - 10$ представляются пока разумной оценкой. В ближайшие несколько лет, когда

модели нуклеосинтеза станут более совершенными, в этот вопрос, возможно, будет внесена большая ясность. В таких исследованиях, однако, необходимо учитывать образование ^{60}Fe в явном виде.

Нуклеосинтез изотопа ^{26}Al удостоился значительно большего внимания [3, 4, 7, 57, 66, 75] благодаря проблеме избытка ^{26}Mg , порожденного распадом ^{26}Al в некоторых содержащихся в метеоритах богатых Al минералах [50]. Средний выход $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \approx 10^{-3} - 2 \cdot 10^{-3}$ достаточно велик, чтобы говорить о важном значении этого изотопа также и для γ -астрономии [61]. Вусли и Уивер [75] провели особенно интересный анализ как самого процесса образования ^{26}Al , так и его приложений для понимания эволюции Галактики.

Изотоп ^{60}Co . Распад ^{60}Co происходит в старых остатках сверхновых с той же скоростью, что и распад ^{60}Fe , в результате которого он и образуется. В молодых остатках эти распады, как показал Клейтон [17], нужно рассматривать независимо. Из табл. 2 следует, что распад ^{60}Co мог быть довольно эффективным в течение двух десятков лет после вспышки галактической сверхновой, если 1% [$p'(60) = 1$] природного изотопа ^{60}Ni был бы обязан своим существованием непосредственно распаду синтезированного при взрыве ^{60}Co . Однако это последнее требование создает проблему: количество произведенного при взрыве ^{60}Co оказывается, по-видимому, значительно меньше, чем количество ^{60}Fe . Наилучший способ образования ^{60}Co — захват во время взрывного выброса вещества одного нейтрона изотопом ^{59}Co . Это должно было происходить в той зоне, где порожденный взрывом поток нейтронов достаточно мал ($n_n \sim 10^{17} - 10^{18} \text{ см}^{-3}$ в течение $\sim 0,1$ с), иначе ^{59}Co целиком превратился бы в ^{60}Co и более тяжелые изотопы. Содержание ^{59}Co в этой зоне могло увеличиться, если по случайным обстоятельствам именно перед выбросом вещества и именно в этой зоне значительная доля ($\sim 10\%$) ядер ^{56}Fe посредством слабого s-процесса была переработана в ^{59}Co . В настоящее время не известно, насколько часто может осуществляться комбинация этих двух благоприятных обстоятельств (небольшой нейтронный поток и повышенное содержание ^{59}Co). Во всяком случае, значение $p'(60) = 1$ близко к самому большому, на которое можно реально рассчитывать.

III. ЦЕНТР ГАЛАКТИКИ, СКОПЛЕНИЕ ГАЛАКТИК В ДЕВЕ И ФОНОВОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ

Пионерские усилия исследовательской группы Хеймса в Университете Райса увенчались обнаружением « γ -линий» от центра Галактики [43, 46, 47]. Правда, ширина линии, средняя энергия γ -квантов около 0,5 МэВ и поток около $10^{-3} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ создали проблему воспроизводимости подобных наблюдений, которая не решена и по сей день. Группе из лаборатории «Сандия» и «Белл телефон лабораторис» удалось убедительно показать [53], что обнаруженная γ -линия (по-видимому, та

же самая линия, которая наблюдалась группой Хеймса) является аннигиляционной линией 0,511 МэВ с потоком $1,21 \pm 0,22 \text{ (см}^2 \cdot \text{с)}^{-1}$ (по крайней мере в ноябре 1977 г.). Форма этой линии соответствует ожидаемому соотношению (25%:75%) между двухфотонной и трехфотонной аннигиляциями позитрония [52, 63]. Это подтверждение природы регистрируемого γ -излучения, выполненное с помощью помещенного на воздушном шаре германиевого детектора, было большим успехом γ -астрономии. Теперь можно ожидать, что с помощью γ -спутника без всякого сомнения удастся исследовать как поток, так и форму спектра этого γ -излучения, которое к тому же, возможно, обладает интересной переменностью. Если источник излучения расположен вблизи центра Галактики, то абсолютная скорость аннигиляции должна быть порядка 10^{43} с^{-1} . Клейтон [18] показал, что распад радиоактивных ядер ^{56}Co и ^{44}Sc в среднем может поставлять позитроны с такой скоростью. Если для выхода ядер ^{56}Co на одну сверхновую принять, согласно табл. 2, значение $Y_{\text{SN}}(^{56}\text{Co}) = 2,16 \cdot 10^{54}$ и предположить, что каждые 40 лет взрывается одна сверхновая, то средняя скорость образования позитронов составит $3 \cdot 10^{44} \text{ с}^{-1}$ (с учетом того, что только 19% всех распадов ^{56}Co происходит с испусканием позитрона). Колгейт показал [34], что лишь 10% позитронов будут покидать место взрыва сверхновой в виде быстрых частиц, которые примерно через 10^5 лет затормозятся и образуют позитроний. С учетом этого средняя скорость аннигиляций в промежутках между взрывами сверхновых составит $3 \cdot 10^{43} \text{ с}^{-1}$, что примерно равно наблюдаемому значению. Хотя выход ядер ^{44}Ti при вспышке сверхновой меньше, чем ^{56}Co , но большая доля позитронных распадов (95%) и большой период полураспада (47 лет) приводят к тому, что практически все позитроны, испускаемые при распаде ^{44}Ti , будут выживать между вспышками сверхновых. Средняя скорость генерации позитронов в этом случае будет равна $3 \cdot 10^{42} \text{ с}^{-1}$.

Клейтон и Хойл [29] показали, что источником таких позитронов могут быть и новые, если в процессе вспышки каждой новой достигается температура, достаточно высокая для превращения ^{20}Ne в ^{22}Na . Поскольку ежегодно в Галактике вспыхивают почти 100 новых, в каждой из которых по предположению образуется $1,2 \cdot 10^{49}$ ядер ^{22}Na , средняя скорость генерации позитронов оказывается равной $3,8 \cdot 10^{43} \text{ с}^{-1}$, т.е. примерно нужному значению. Не известно, имеют ли новые необходимую концентрацию к центру Галактики. Однако γ -астрономия сама призвана ответить на этот вопрос. В частности, если источником позитронов служит распад ^{22}Na , то ему должно сопутствовать излучение в линии 1,275 МэВ. С динамической точки зрения интересно также то обстоятельство, что подкачка механической энергии в разлетающуюся оболочку новой в виде кинетической энергии испускаемых позитронов составила бы примерно $10L_{\odot}$ в течение нескольких лет после выброса такого количества ^{22}Na .

В 2500 галактиках, образующих скопление в Деве ($R = 19 \text{ Мпс}$), должно вспыхивать ежегодно около 50 сверхновых [64]. В масштабах всего

скопления практически любое радиоактивное ядро будет иметь установленную концентрацию, определяемую балансом между скоростями его образования и распада. Соответствующая скорость распада пропорциональна среднему выходу радиоактивного изотопа на сверхновую. Если бы фотоны, испускаемые при распаде ^{56}Co , свободно уходили из сверхновой ($T \approx 1$ в соотношении (2)), то в каждой из главных линий (например, в линии 0,847 МэВ) излучался бы поток порядка $10^{-4} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$, который можно было бы измерить! В общем виде имеем

$$F_i(^A Z \cdot \text{Дева}) = \bar{T}_i g_i \cdot 3,66 \cdot 10^{-59} Y_{\text{SN}}(^A Z),$$

где \bar{T}_i — средняя прозрачность в линии, а $Y_{\text{SN}}(^A Z)$ можно взять из табл. 2. Однако перспективы обнаружения линий ^{56}Co представляются неясными, если излучение не может свободно покидать сверхновую. Следующий по интенсивности источник излучения — распад ^{57}Co — создает поток, равный всего лишь $2 \cdot 10^{-6} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$, что недостаточно для его выделения из фона. Наиболее слабая сторона таких оценок, по-видимому, заключается в предположении, что средняя сверхновая в скоплении в Деве является также и средним объектом в отношении нуклеосинтеза.

Очень похожая ситуация сложилась в вопросе о фоновом излучении. Клейтон и Силк [30] высказали следующее предположение: если излучение в линиях, возникающих при распадах ядер с $A = 56$, свободно покидает область нуклеосинтеза, то плотность числа фотонов во Вселенной в каждой из этих линий должна совпадать с плотностью числа ядер Fe. Это приводит к изотропному потоку $\partial F_i / \partial \Omega = (c/4\pi) g_i n(^{56}\text{Fe})$, который оказывается таким же, как и поток наблюдаемого фонового излучения при энергиях больше 300 кэВ! Таким образом, фотоны радиоактивного происхождения, возможно, довольно многочисленны во Вселенной. Действие красных смещений, связанных с различными процессами, расширит каждую линию. Клейтон и Уорд [32] нашли интересную точную форму такой линии для идеализированного случая, когда, во-первых, отсутствует поглощение ($T = 1$) и, во-вторых, справедлива релятивистская модель мира Фридмана. Хотя результирующий спектр слишком упрощен, поскольку не учитывает поглощения и рассеяния в оболочках сверхновых, тем не менее он указывает на интересную возможность: в принципе можно проследить всю историю нуклеосинтеза во Вселенной. Однако в первую очередь необходимо найти спектральные особенности, по которым можно отождествить радиоактивную составляющую нуклеосинтеза. К сожалению, лишь ядра с $A = 56$ имеют достаточно большую распространенность для того, чтобы вносить вклад в космическое фоновое излучение на уровне, поддающемся измерению. Поэтому должны быть отождествлены прежде всего выступы, отвечающие линиям от распада ^{56}Co , или общий провал в спектре вблизи 200 кэВ. Линии от распада ^{22}Na можно заметить в наблюдениях только в том случае, если большая часть изотопа ^{22}Ne образует

из выброшенного при взрыве ^{22}Na , что представляется в высшей степени неправдоподобным.

Обсерватории HEAO-C и GRO. «Радиоактивная» астрономия возлагает большие надежды на эти две обсерватории. Третья (отсюда С) «Астрономическая обсерватория высоких энергий» (*High Energy Astronomical Observatory*) была выведена на околоземную орбиту в сентябре 1978 г. и функционировала до последнего времени. Она состоит из системы четырех германиевых детекторов высокой чистоты и большого объема, окруженных коллиматором и активным экраном CsI. В интервале энергий 0,5–10 МэВ для стационарного точечного источника линейчатого γ -излучения чувствительность такого устройства на уровне 3σ составила $\sim 10^{-4} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ по потоку γ -квантов. Обсерватория сканировала небо с высоким разрешением до мая 1979 г. Детекторы CsI продолжали собирать данные с низким разрешением в течение 2,5 года. Результаты, полученные в этом эксперименте, прояснят многие обсуждавшиеся здесь вопросы.

«Гамма-обсерватория» (*Gamma-Ray Observatory*) представляет собой значительно более солидное сооружение—пять взаимосвязанных экспериментальных программ, общая масса научной аппаратуры 6500 кг и потребляемая мощность 400 Вт. Эта космическая обсерватория будет запущена с космического аппарата многоразового использования. Решение о ее запуске, запланированном на 1985 или 1986 г., было принято НАСА и Бюро по управлению и бюджету в 1981 г. Планируемые эксперименты предназначены для поиска космической радиоактивности, а также многих других не обсуждавшихся в настоящей главе источников γ -излучения, особенно излучения, сопровождающего неупругие ядерные столкновения космических лучей с атомами межзвездной среды, и тормозного излучения вблизи массивных сколлапсировавших объектов, как галактических, так и внегалактических. Этот набор экспериментов, по-видимому, обещает быть главным достижением γ -астрономии в текущем столетии, и поэтому мы опишем все пять планируемых экспериментов подробнее.

1. В программе γ -спектроскопических измерений (GRSE) используется 18 германиевых детекторов высокого разрешения, окруженных экранящими коллиматорами из CsI, конструкция, аналогичная примененной в меньшем по масштабу эксперименте на HEAO-C. Порог чувствительности в γ -линии близок к $10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ при времени накопления 10^6 с. Вращающийся модуляционный коллиматор позволит достичь высокого углового разрешения источников, излучающих в интервале энергий 0,03–10 МэВ. Эксперимент разработан специально для обнаружения испускаемых атомными ядрами узких линий. Однако вследствие финансовых затруднений НАСА этот эксперимент, возможно, будет исключен из окончательной программы.

2. Сцинтилляционный спектрометр (GROSS) состоит из четырех больших активно экранированных и коллимированных сцинтилля-

ционных детекторов NaI, каждый из которых имеет поле зрения, равное 9° . Общая эффективная площадь составляет 1507 см^2 (при энергии 0,51 МэВ). Спектрометр обладает хорошей чувствительностью к уширенным линиям γ -излучения в интервале энергий 0,1–10 МэВ и разрешением по энергии примерно 5%. Пороговый поток для обнаружения линейчатого излучения составит около $1,5 \cdot 10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$.

3. Комптоновский телескоп (COMPTEL) сконструирован таким образом, что комптоновское рассеяние γ -кванта в первом детекторе, сопровождаемое полным его поглощением (в результате фотоэффекта) во втором детекторе, позволит построить изображение неба в γ -лучах с разрешением по энергии 10% и с угловым разрешением несколько градусов. Такой телескоп мог бы зарегистрировать испускаемую при дезактивации первого возбужденного уровня ядра ^{12}C линию 4,4 МэВ с предельным потоком γ -квантов $\approx 2 \cdot 10^{-5} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$.

4. Гамма-телескоп высоких энергий (EGRET) представляет собой икрявую камеру с большим количеством тонких электродов, которая предназначена для детектирования γ -излучения с энергиями от 20 до $2 \cdot 10^4$ МэВ по образуемым им электрон-позитронным парам. Благодаря порогу обнаружения $4 \cdot 10^{-8} (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ для точечных источников и очень высокому угловому разрешению ($1,6^\circ$) этот телескоп является идеальным инструментом для обнаружения источников высокоэнергичного γ -излучения.

5. Для детектирования вспышечных и кратковременных (*transient*) источников γ -излучения предназначаются шесть широконаправленных детекторов (BATSE), которые должны обзирать большой участок неба в поисках переменного во времени γ -излучения, и особенно знаменитых γ -всплесков. Предусматриваются следующие параметры: временное разрешение 0,1 мс, локализация вспышки с точностью около 1° и чувствительность $6 \cdot 10^{-8}$ эрг/см² для вспышки длительностью 10 с в интервале энергий от 0,06 до 0,6 МэВ, что соответствует примерно 400 фотонам с энергией 0,5 МэВ на всю площадь регистрации 5500 см^2 . Можно ожидать регистрации трех вспышек в сутки.

Работа GRO на орбите рассчитана по меньшей мере на два года, предположительно 1986–1988 г. Это событие будет очень важным для γ -астрономии, поскольку в текущем столетии, по общему мнению, не предвидятся запуски других, кроме GRO, больших γ -обсерваторий. Можно надеяться, что с помощью описанных выше приборов удастся измерить космическую радиоактивность и тем самым укрепить фундамент теории термоядерного происхождения химических элементов.

Уильям А. Фаулер и Роберт С. Хеймс во многом стимулировали (и примером, и делом) описанную работу. Я благодарен Дж. Карфессу, Ф. Мак-Дональду и Р. Рамати за поддержку моего участия в программе GRO. Благодарю также Комиссию Фулбрайта, Институт ядерной физики Макса Планка и Университет Райса за помощь при написании этой работы в Гейдельберге в 1979–1980 гг.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Arnould M., Beelen W.* *Astron. Astrophys.* **33**, 215, 1974.
2. *Arnould M., Nørsgaard H.* *Astron. Astrophys.*, **64**, 195, 1978.
3. *Arnould M., Nørsgaard H., Thielemann F.K., Hillebrandt W.* *Astrophys. J.*, **237**, 931, 1980.
4. *Arnett W.D.* *Astrophys. J.*, **157**, 1369, 1969.
5. *Arnett W.D.* *Astrophys. J. Letters*, **230**, L37, 1979.
6. *Arnett W.D., Truran J.W., Woosley S.E.* *Astrophys. J.*, **165**, 87, 1971.
7. *Arnett W.D., Wefel J.P.* *Astrophys. J. Letters*, **224**, L139, 1978.
8. *Beer H., Käppeler F., Clayton D.D., Macklin R.L., Ward R.A.* *Astrophys. J.*, **257**, 821, 1982.
9. *Black D.C.* *Geochim. Cosmochim. Acta*, **36**, 377, 1972.
10. *Bodansky D., Clayton D.D., Fowler W.A.* *Phys. Rev. Letters*, **20**, 161, 1968.
11. *Bodansky D., Clayton D.D., Fowler W.A.* *Astrophys. J. Suppl.*, **16**, 299, 1968.
12. *Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F.* *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
13. *Burbidge G.R., Hoyle F., Burbidge E.M., Christy R.F., Fowler W.A.* *Phys. Rev.*, **103**, 1145, 1956.
14. *Cameron A.G.W.* *Space Sci. Rev.*, **15**, 121, 1973.
15. *Cameron A.G.W.* *Astrophys. J. Letters*, **230**, L53, 1979.
16. *Clayton D.D.* *Nature*, **234**, 291, 1971.
17. *Clayton D.D.* *In Gamma Ray Astrophysics*, eds. Stecker F.W., Trombka J.W., NASA SP 339, 1973, p. 263; *In Explosive Nucleosynthesis*, eds. Schramm D.N., Arnett W.D., Austin, University of Texas Press, 1973.
18. *Clayton D.D.* *Nature Phys. Sci.*, **244**, 137, 1973.
19. *Clayton D.D.* *Astrophys. J.*, **188**, 155, 1974.
20. *Clayton D.D.* *Astrophys. J.*, **198**, 151, 1975.
21. *Clayton D.D.* *Nature*, **257**, 36, 1975.
22. *Clayton D.D.* *Icarus*, **32**, 255, 1977.
23. *Clayton D.D.* *Earth Planet. Sci. Letters*, **35**, 398, 1977.
24. *Clayton D.D.* *Moon and Planets*, **19**, 109, 1978.
25. *Clayton D.D., Colgate S.A., Fishman G.J.* *Astrophys. J.*, **155**, 75, 1969.
26. *Clayton D.D., Craddock W.* *Astrophys. J.*, **142**, 189, 1965.
27. *Clayton D.D., Fowler W.A., Hull T.E., Zimmerman B.A.* *Ann. Phys.*, **12**, 331, 1961.
28. *Clayton D.D., Hoyle F.* *Astrophys. J. Letters*, **187**, L101, 1974.
29. *Clayton D.D., Hoyle F.* *Astrophys. J.*, **203**, 490, 1976.
30. *Clayton D.D., Silk J.* *Astrophys. J. Letters*, **158**, L43, 1969.
31. *Clayton D.D., Ward R.A.* *Astrophys. J.*, **193**, 397, 1974.
32. *Clayton D.D., Ward R.A.* *Astrophys. J.*, **198**, 241, 1975.
33. *Clayton D.D., Woosley S.E.* *Astrophys. J.*, **157**, 1381, 1969.
34. *Colgate S.A.* *Astrophys. Space Sci.*, **8**, 457, 1970.
35. *Colgate S.A., McKee C.* *Astrophys. J.*, **157**, 623, 1969.
36. *Colgate S.A., White R.* *Astrophys. J.*, **143**, 626, 1966.
37. *Eberhardt P., Jungck M., Meier F., Niederer F.* *Astrophys. J. Letters*, **234**, L169, 1979.
38. *Falk S.W., Arnett W.D.* *Astrophys. J. Suppl.*, **33**, 515, 1977.
39. *Fowler W.A.* *Astrophys. J.*, **127**, 551, 1958.
40. *Fowler W.A.* *In Cosmology, Fusion and Other Matters*, ed. Reines F., Boulder, Colorado Associated University Press, 1972, p. 67.
41. *Fowler W.A., Delsasso L.A., Lauritsen C.C.* *Phys. Rev.*, **49**, 561, 1936.
42. *Fowler W.A., Hoyle F.* *Ann. Phys.*, **10**, 280, 1960.
43. *Haymes R.C., Wabraven G.D., Meegan C.A., Hall R.D., Djuth F.T., Shelton D.H.* *Astrophys. J.*, **201**, 593, 1975.
44. *Howard W.M., Arnett W.D., Clayton D.D.* *Astrophys. J.*, **165**, 495, 1971.
45. *Howard W.M., Arnett W.D., Clayton D.D., Woosley S.E.* *Astrophys. J.*, **175**, 201, 1972.

46. Johnson W.N., Harnden F.R., Haymes R.C. *Astrophys. J. Letters*, **172**, L1, 1972.
47. Johnson W.N., Haymes R.C. *Astrophys. J.*, **184**, 103, 1973.
48. Lamb S.A., Howard W.M., Truran J.W., Iben I. *Astrophys. J.*, **217**, 213, 1977.
49. Lederer C.M., Shirley V.S. *Table of Isotopes*, New York, Wiley, 1978.
50. Lee T., Papanastassiou D.A., Wasserburg G.J. *Astrophys. J. Letters*, **211**, L107, 1977.
51. Lee T., Schramm D.N., Wefel J.P. *Astrophys. J.*, **232**, 854, 1979.
52. Leventhal M. *Astrophys. J. Letters*, **183**, L147, 1973.
53. Leventhal M., MacCallum C.J., Stang P.D. *Astrophys. J. Letters*, **225**, L11, 1978.
54. Leventhal M., MacCallum C.J., Watts A. *Astrophys. J.*, **216**, 491, 1977.
55. Lewis R.S., Alaerts L., Matsuda J., Anders E. *Astrophys. J. Letters*, **234**, L165, 1979.
56. Michaud G., Fowler W.A. *Astrophys. J.*, **173**, 157, 1972.
57. Morgan J.A. Ph. D. thesis, Rice University, 1979.
58. Musgrove A.R. deL., Allen B.J., Boldeman J.W., Chan D.M.H., Macklin R.L. *Nucl. Phys. A*, **259**, 365, 1976.
59. Musgrove A.R. deL., Allen B.J., Boldeman J.W., Chan D.M.H., Macklin R.L. *Nucl. Phys. A*, **279**, 317, 1977.
60. Peters J.G., Fowler W.A., Clayton D.D. *Astrophys. J.*, **173**, 637, 1972.
61. Ramaty R., Lingenfelter R.E. *Astrophys. J. Letters*, **213**, L5, 1977.
62. Seeger P.A., Fowler W.A., Clayton D.D. *Astrophys. J. Suppl.*, **11**, 121, 1965.
63. Stecker F.W. *Astrophys. Space Sci.*, **3**, 579, 1969.
64. Tammann G.A. In *Supernova and Supernova Remnants*, ed. Cosmovicii C.B., Reidel, Dordrecht, 1974.
65. Thielemann F.K., Arnould M., Hillebrandt W. *Astron. Astrophys.*; **74**, 175, 1979.
66. Truran J.W., Cameron A.G.W. *Astrophys. J.*, **219**, 226, 1978.
67. Truran J.W., Cameron A.G.W., Gilbert A. *Can. J. Phys.*, **44**, 563, 1966.
68. Truran J.W., Cowan J.J., Cameron A.G.W. *Astrophys. J. Letters*, **222**, L63, 1978.
69. Truran J.W., Starrfield S.G., Sparks W.M. In *Gamma-Ray Spectroscopy in Astrophysics*, eds. Cline T.L., Ramaty R., NASA, Tech. Mem. 19619, 1978, p. 315.
70. Van Hise J.R. *Astrophys. J.*, **193**, 657, 1974.
71. Walraven G.D., Haymes R.C. *Nature*, **264**, 42, 1976.
72. Weaver T.A., Zimmerman G.B., Woosley S.E. *Astrophys. J.*, **225**, 1021, 1978.
73. Woosley S.E., Arnett W.D., Clayton D.D. *Astrophys. J. Suppl.*, **26**, 231, 1973.
74. Woosley S.E., Fowler W.A., Holmes J.A., Zimmerman B.A. *Atom Data Nucl. Data Tables*, **22**, 371, 1978.
75. Woosley S.E., Weaver T.A. *Astrophys. J.*, **238**, 1017, 1980.

О ПРИРОДЕ СВЕРХНОВЫХ

У. Д. Арнетт

I. ВВЕДЕНИЕ

Природа сверхновых — еще одна область научных исследований, в которую внес большой вклад Уильям Фаулер. В частности, его совместная с Фредом Хойлом работа [7, 8] была образцом для исследователей в этой области астрофизики и служила им в качестве руководства. Однако в связи с последними достижениями как в теории, так и в наблюдениях сверхновых и их остатков, уместно пересмотреть наши представления о сверхновых. В разд. II анализируются данные наблюдений о взрывах сверхновых типа I и II. Для большей ясности обсуждение построено на аналитических оценках, но окончательные выводы часто основываются на численных решениях. В разд. III перечислены и обсуждены 12 наиболее эффектных приложений предшествующего анализа к астрофизике. Затем следует краткое сравнение современных представлений о сверхновых с первоначальными идеями Фаулера и Хойла.

II. КРИВЫЕ БЛЕСКА И СПЕКТРЫ

А. Сверхновые II типа. Простейшая модель наблюдаемой вспышки сверхновой показывает, что красный сверхгигант радиусом $R \sim 10^{14}$ см взрывается в результате выделения энергии $E_{SN} \sim 10^{51}$ эрг. Многие наблюдаемые проявления такого взрыва оказываются нечувствительными к механизму самого взрыва (этот вопрос представляет значительный теоретический интерес, и мы к нему еще вернемся). Для звезды, например, массой $10 M_{\odot}$ такой энергии взрыва будет соответствовать среднеквадратичная скорость разлета вещества

$$v_{sc} = (2E_{SN}/M)^{1/2} \approx 3000 (10M_{\odot}/M)^{1/2} [\text{км/с}], \quad (1)$$

которая больше скорости звука s практически при всех (кроме самых высоких) температурах

$$s = (\gamma YRT)^{1/2} \approx v_{sc} \text{ при } T \approx 6 \cdot 10^8 (10M_{\odot}/M) \text{ К.} \quad (2)$$

Поэтому образуется ударная волна, которая, во-первых, нагревает оболочку звезды и, во-вторых, ускоряет ее. В момент достижения ударной волной фотосферы звезды возникает кратковременная вспышка излучения, но основная часть энергии взрыва высвечивается позже, по мере того как в процессе расширения ускоряется диффузия излучения. Для

однородного расширения существует аналитическое решение [2], согласно которому светимость имеет вид

$$L(t) = L(0)\varphi(t), \quad (3)$$

где

$$L(0) = K [R(0)/10^{14} \text{ см}] [E_{\text{SN}}/10^{51} \text{ эрг}] [\kappa_{\text{th}}/\kappa] [M_{\odot}/M], \quad (4)$$

$$\varphi(t) = \exp[-(t/\tau_0)(1 + t/2\tau_e)]. \quad (5)$$

Здесь K – структурная постоянная, $\kappa_{\text{th}} = 0,4 \text{ см}^2/\text{г}$ – томсоновская непрозрачность ионизованного водорода, $\tau_e = R(0)/v$ и $\tau_0 = (3/\pi^2)R^2(0)/\lambda c$ – характерные времена расширения и диффузии ($\lambda = 1/\kappa\rho$ – средняя длина свободного пробега фотонов). С разумной точностью можно считать плотность однородной. При $R(0) = 1,6 \cdot 10^{14} \text{ см}$ и химическом составе плоской составляющей Галактики имеем

$$L(0) = 5,7 \cdot 10^{42} \text{ эрг/с}, \quad (6)$$

$$-\ln \varphi(t) = (t/1,6 \cdot 10^8 \text{ с}) + (t/1,13 \cdot 10^7 \text{ с})^2. \quad (7)$$

При этом эффективная температура будет равна

$$T_e(t) = T_e(0)\varphi^{1/4}(t)/(1 + t/\tau_e)^{1/2}, \quad (8)$$

где

$$T_e(0) = [L(0)/4\pi\sigma R^2(0)]^{1/4} \approx 3,4 \cdot 10^4 \text{ К} \quad (9)$$

для принятых численных значений.

Такая простая модель хорошо согласуется с данными наблюдений (возможно, за исключением лишь первого кратковременного всплеска излучения). Этим оправдывается сделанный выше выбор значений энергии, массы и начального радиуса. Полная излученная энергия $\int L(t)dt$ составляет в таких моделях несколько процентов от энергии взрыва E_{SN} .

Следует обратить внимание на одно обстоятельство. При больших временах

$$\varphi \approx \exp(-t^2/2\tau_0\tau_e), \quad (10)$$

и поэтому наблюдаемая ширина максимума светимости определяет величину $\tau_0\tau_e$, которая не зависит от предполагаемой абсолютной светимости (т.е. от расстояния до сверхновой). «Средней» сверхновой II типа требуется около 100 сут, чтобы светимость в спектральной полосе B уменьшилась в e^2 раз. Далее имеем

$$\tau_0\tau_e \sim R^3/\lambda v \sim \rho R^3 \sim M. \quad (11)$$

Это соотношение можно использовать для определения «диффузионной» массы сброшенной оболочки сверхновой, откуда при $v \approx 4000 \text{ км/с}$ получаем $M \gtrsim 8M_{\odot}$. Таким образом, большинство (если не все) сверхновых II типа оказываются довольно массивными звездами. Наконец, обратим внимание на значение радиуса до взрыва $R(0) \sim 10^{14} \text{ см}$, кото-

рое указывает на то, что предсверхновая не входит в состав тесной двойной системы.

Б. Светимость сверхновых I типа вблизи максимума блеска. Сверхновые этого типа более трудны для интерпретации. Модель, основанная на радиоактивном распаде ^{56}Ni , представляется наиболее перспективной. В приведенном ниже обсуждении используются результаты работы [1]. Особенность этой модели в том, что рассматриваемое в ней расширяющееся с большой скоростью вещество массой примерно $1 M_{\odot}$ состоит главным образом из ^{56}Ni и ^4He . При $E_{\text{SN}} \sim 10^{51}$ эрг формула (1) дает $v_{\text{sc}} \approx 10000$ км/с — значение, характерное для скорости, получаемой из анализа наблюдаемых профилей спектральных линий. На некоторое время мы отложим обсуждение вопроса об источнике энергии взрыва этих сверхновых.

Существуют два вида моделей — компактные и протяженные. Начальный радиус компактной модели $R(0) \ll 10^{14}$ см, и поэтому энергия взрыва сверхновой E_{SN} превращается в кинетическую энергию расширения вещества за характерное время $\tau_e \approx R(0)/v_{\text{sc}} \ll 10^5$ с. Через некоторое время разлетающийся газ начинает нагреваться вследствие распада ^{56}Ni , что приводит к максимуму светимости. Последующий распад ^{56}Co поддерживает свечение сверхновой в стадии спада кривой блеска. Начальный радиус протяженной модели больше, и максимум светимости возникает по двум причинам: вследствие распада ^{56}Ni и рассмотренного выше механизма, характерного для сверхновых II типа. Отметим, что в соответствии с формулой (4) уменьшение массы в 10 раз увеличивает амплитуду максимума светимости во столько же. Далее, в таких условиях непрозрачность и обедненного водородом газа меньше непрозрачности вещества с нормальным химическим составом, что увеличивает светимость еще в 2–5 раз. Спад кривой блеска в протяженной модели объясняется так же, как и в компактной, распадом ^{56}Co . Для простоты дальнейшее обсуждение будет сопровождаться ссылками на компактную модель. Описание протяженной модели представляет простую комбинацию из приведенного выше анализа сверхновых II типа и последующего рассмотрения компактной модели.

Тепловые свойства однородно расширяющегося газа описываются первым законом термодинамики

$$\dot{E} + P\dot{V} = \varepsilon - dL/dm. \quad (12)$$

В «однозонном» приближении имеем

$$dL/dm \approx L/M = E/\tau_0, \quad (13)$$

где

$$\tau_0 = \chi M/4cR. \quad (14)$$

Для газа, в котором преобладает излучение, $E = aT^4V$. Чтобы найти максимум светимости, нужно продифференцировать (13) и воспользо-

ваться (14):

$$d \ln L/dt = 4(\dot{T}/T + v_{sc}/R). \quad (15)$$

Одновременно уравнение (12) можно записать в виде

$$4(\dot{T}/T + v_{sc}/R) = \varepsilon/E - 1/\tau_0, \quad (16)$$

откуда

$$d \ln L/dt = 4cR/\kappa M + (\varepsilon_0/M) \exp(-t/\tau_{Ni}). \quad (17)$$

Примем приближенно $E \approx \varepsilon_0 t$ для $t \ll \tau_{Ni}$ и $R \approx v_{sc} t$. Тогда равенство $d \ln L/dt = 0$ будет выполняться в момент

$$t_1 = (\kappa M/4cv_{sc})^{1/2} \exp(-t_1/2\tau_{Ni}) \approx 1,25\tau_{Ni}. \quad (18)$$

Здесь второе равенство получено для $v_{sc} \sim 10^9$ см/с, $\kappa = 0,2$ см²/г и $M = 1 M_\odot$. Первый множитель равен $\tau_0 \tau_e$ - величине, которая у сверхновых II типа определяет ширину максимума светимости (см. формулу (10)). Увеличение массы или непрозрачности и уменьшение скорости способствуют увеличению t_1 . В момент $t_1 = 1,25\tau_{Ni} = 9,5 \cdot 10^5$ с ≈ 11 сут радиус равен $R \approx v_{sc} t_1 \approx 9,5 \cdot 10^{14}$ см. Отметим, что, согласно формуле (17), в максимуме светимости охлаждение посредством диффузии излучения в точности уравновешено подогревом, обусловленным радиоактивным распадом (для компактной модели). Таким образом, в максимуме блеска ($t = t_1$)

$$L(t_1) \approx \varepsilon M_{Ni} = 9,7 \cdot 10^{43} (M_{Ni}/M_\odot) \times \\ \times \exp(-t_1/\tau_{Ni}) = 1,4 \cdot 10^{43} \text{ эрг/с} \quad (19)$$

при $M_{Ni} = 0,5 M_\odot$. Такой светимости соответствует абсолютная болометрическая звездная величина $M_{bol} = -19,2^m$. С учетом полученного значения радиуса эффективная температура в максимуме блеска равна $T_e(t_1) \approx 1,2 \cdot 10^4$ К, что также находится в согласии с наблюдениями [9].

Светимость не возрастает с повышением M_{Ni} - массы ^{56}Ni . Согласно формуле (18), при увеличении массы ^{56}Ni , а следовательно, и полной массы M растет t_1 , что в соответствии с экспоненциальной зависимостью от t_1 в (19) приводит к уменьшению светимости в максимуме блеска. С увеличением массы растет время диффузии, в результате чего возрастают затраты энергии распада ^{56}Ni на адиабатическое расширение. Поэтому изменяется лишь форма кривой блеска при почти постоянной максимальной светимости. Это свойство можно использовать в качестве нового индикатора расстояний в космологии. Такой метод, основанный на постоянстве максимальной светимости, вместе с методом Бааде - Весселинка, примененным к той же самой сверхновой, можно использовать в качестве внутренне согласованной проверки определения расстояния. На столь большом удалении классические методы определения расстояний не допускают подобных независимых проверок и заведомо подвержены систематическим ошибкам.

После максимума блеска скорость падения светимости приближается к скорости распада ^{56}Ni . Это можно понять из уравнения (16). По мере того как R возрастает со временем, отношение v_{sc}/R уменьшается, а $1/\tau_0$, напротив, увеличивается пропорционально R . Пренебрежем для простоты величиной v_{sc}/R и предположим, что ϵ/E несколько больше, чем $1/\tau_0$. Тогда \dot{T} окажется положительным, так что отношение $\epsilon/E \sim T^{-4}$ начнет уменьшаться и станет меньше $1/\tau_0$, что вызовет охлаждение. Такая отрицательная обратная связь приводит к тому, что $E/\tau_0 \approx L/M$ мало отличается от $\epsilon \propto \exp(-t/\tau_{\text{Ni}})$. Наблюдаемый поток излучения зависит еще и от того, какая доля полной светимости приходится на тот интервал длин волн, в котором производятся наблюдения. Тем не менее наблюдения ясно указывают на спад светимости после максимума блеска с характерным временем, близким к времени распада ^{56}Ni .

В. Поздняя стадия сверхновых I типа. При распаде ^{56}Ni энергия выделяется в виде γ -излучения в линиях с энергиями от 0,163 до 1,56 МэВ. Основным видом взаимодействия такого γ -излучения с веществом является комптоновское рассеяние на электронах, сечение которого описывается формулой Клейна–Нишины и в среднем составляет около $1/3$ от сечения томсоновского рассеяния. После того как в результате рассеяния энергия γ -квантов W_γ уменьшается примерно до 100 кэВ (по грубой оценке в среднем после 10 рассеяний), начинает преобладать поглощение посредством фотоэффекта (на Ni и др.), и, поскольку с уменьшением W_γ вероятность поглощения увеличивается как W_γ^{-3} , дальнейшая термализация происходит очень быстро. Отсюда следует, что γ -излучение начинает частично покидать звезду, не передавая веществу своей энергии, когда число рассеяний n уменьшается до 10. Если $n \approx (R/\lambda)^2$ при средней длине свободного пробега λ , определяемом сечением Клейна–Нишины, то $R/\lambda \approx 32(M/M_\odot)^{1/2} (10^{15} \text{ см}/R)^2$ и $n = 10$ при $R = 3,2 \cdot 10^{15} (M/M_\odot)^{1/2}$ см. Такого значения радиус достигает через 26 сут после максимума блеска, а через 56 сут оказывается $n \approx 1$, и γ -излучение совершенно свободно выходит из звезды. Соответствующий интервал времени охватывает переход от максимума светимости к экспоненциальному спаду кривой блеска.

При таких больших временах ($\tau \gg \tau_{\text{Ni}}$) источником γ -излучения в основном является распад ^{56}Co . В 20% случаев распад этого ядра сопровождается испусканием позитрона с максимальной кинетической энергией 1,46 МэВ. В среднем половину этой энергии уносят нейтрино. В конечном счете около 0,73 МэВ на один распад, или 3% полной освобождающейся энергии, выделяется в виде кинетической энергии позитронов. Энергия, выделяемая в остальных 80% распадов, при таких больших временах свободно уносится в виде γ -излучения. Позитроны, напротив, замедляются, образуют позитроний и только тогда аннигилируют. Рождающиеся при аннигиляции γ -кванты тоже свободно уходят

из оболочки сверхновой, но кинетическая энергия позитронов в ней остается. Если вероятность выхода позитронов из оболочки все же конечна, то эффективное время выделения энергии при распаде $\tau_{\text{eff}}^{-1} = \tau_{\text{Co}}^{-1} + \tau^{-1}$ (выхода e^+). Для позитрона (движущегося по винтовой траектории вдоль радиальной силовой линии магнитного поля?) мы приняли τ (выхода e^+) $\approx 254(M/M_{\odot})^{1/2}$ сут, что дает $\tau_{\text{eff}} \approx 77$ сут или $dM_{\text{bol}}/dt \approx 1/71^m/\text{сут}$. Этот результат нужно сравнить с наблюдаемым интервалом скоростей спада блеска: для уменьшения блеска на 1^m требуется от 50 до 100 сут. Отметим, что наклон кривой блеска в области спада мог бы также изменяться вследствие различий в эффективности перекачки энергии ядерного распада в наблюдаемые спектральные полосы [4]. С учетом этих неопределенностей можно заключить, что как светимость, так и наклон кривой блеска хорошо воспроизводятся в рамках описанной теории.

Г. Ядерно-физическое рассмотрение. Если веществу передается лишь кинетическая энергия позитронов от распада ^{56}Co , которая затем переизлучается, то

$$L_{\text{Co}} \approx 2,0 \cdot 10^{41} (M_{\text{Co}}/0,3M_{\odot}) \exp(-t/\tau_{\text{eff}}) \text{ (эрг/с)} \quad (20)$$

или

$$M_{\text{bol}} \approx -14,4 - 2,5 \lg(M_{\text{Co}}/0,3M_{\odot}) + 1,09t/\tau_{\text{eff}}. \quad (21)$$

Это соотношение позволяет получить из наблюдений две величины, которые по существу определяются ядерно-физическими свойствами распада $^{56}\text{Ni} - ^{56}\text{Co}$ (по крайней мере для компактной модели).

Во-первых, с помощью формул (18) и (20) можно определить момент «излома» кривой блеска, когда пикообразный максимум через определенный промежуток времени сменяется спадом кривой блеска. Это происходит через 45 сут после начала вспышки, или через 34 сут после максимума блеска. Составные кривые блеска, получаемые наложением наблюдаемых кривых блеска, дают для этого момента времени значения от 30 до 40 сут после максимума.

Во-вторых, можно проэкстраполировать область спада назад по времени к моменту максимума блеска и оценить разность между экстраполированной и наблюдаемой звездными величинами. Подстановка t_1 из формулы (18) в (20) дает

$$L(t_1)/L_{\text{Co}}(t_1) \approx (Q_{\text{Ni}}/Q_{\text{Co}}^+)(\tau_{\text{Co}}/\tau_{\text{Ni}}) \exp(-t_1/\tau_{\text{Ni}}),$$

где учтено $t_1 \approx \tau_{\text{Ni}} \ll \tau_{\text{Co}}$. Это отношение зависит от макроскопических параметров только через t_1 , а значит, через комбинацию $\chi M/v_{\text{sc}}$. Окончательно

$$L_{\text{Ni}}(t_1)/L_{\text{Co}}^+(t_1) \approx 184,5 \exp(-t_1/\tau_{\text{Ni}}) \approx 52,9,$$

откуда

$$\Delta M_{\text{bol}} \approx 4,31^m.$$

Эта разность больше наблюдаемой $\Delta M_V \approx 3^m$, но следует иметь в виду, что мы пренебрегли следующими двумя эффектами: болометрическими поправками, которые учитывают долю излучаемой энергии, приходящуюся на наблюдаемую полосу частот, и энергией, передаваемой веществу γ -излучением от распада ^{56}Co . Оказывается, что поправки на эти эффекты имеют как раз нужную для устранения указанного расхождения величину.

III. ПРИЛОЖЕНИЯ ТЕОРИИ И ВЫВОДЫ

А. Сверхновые II типа. Во-первых, предсверхновые II типа имеют большие радиусы. Светимость во время вспышки пропорциональна начальному радиусу $R(0)$ (см. соотношение (4)). Для согласия расчетов с наблюдениями требуются большие значения $R(0)$ ($\sim 10^{14}$ см). Предсверхновая должна представлять собой красный сверхгигант, поскольку она, очевидно, не является членом тесной двойной системы.

Во-вторых, предсверхновая – массивная звезда. Продолжительность наблюдаемой кривой блеска во времени требует активной «диффузионной» массы $M > 8M_{\odot}$ (см. формулу (11)). В спектрах сверхновых II типа присутствуют интенсивные линии водорода, что указывает на высокое его содержание. Таким образом, предсверхновая оказывается массивной звездой, которая за время эволюции не успела потерять заметную (или вообще какую-либо) часть водородной оболочки.

В-третьих, моделирование кривых блеска показывает, что энергия взрыва сверхновых II типа составляет около 10^{51} эрг. Примерно такие же энергии взрыва получаются из анализа данных о галактических остатках сверхновых, которые, вероятно, возникли в результате взрывов сверхновых обоих типов. В настоящее время известны два способа получения такого количества энергии: взрывное сгорание $0,5-2 M_{\odot}$ подходящего для этой цели ядерного топлива (^4He , ^{12}C , ^{16}O , ^{20}Ne и т. д.) и гравитационный коллапс (отраженная ударная волна?) центрального ядра звезды (см. гл. 20). Отсюда следует, что при вспышке сверхновой выбрасывается либо большое количество продуктов термоядерного горения, либо образуется гравитационно связанный остаток высокой плотности (нейтронная звезда или черная дыра), либо происходит и то и другое одновременно.

В-четвертых, модели кривых блеска служат основой для нового способа определения расстояний – метода радиационной диффузии. Этот метод совершенно не связан с методом Бааде–Весселинка, и поэтому одновременное использование обоих этих методов может способствовать построению более надежной шкалы расстояний для внегалактической астрономии и космологии. Такая шкала не зависит от классического «многоступенчатого» подхода к определению расстояний.

В-пятых, имеющиеся в настоящее время данные наблюдений указывают на то, что сверхновые II типа (по крайней мере некоторые из них) возникают в результате коллапса ядра звезды. Для выделения достаточного количества энергии в термоядерном взрыве должно быть синтезировано около $0,7M_{\odot}$ изотопа ^{56}Ni . Если это вещество не затягивается в гравитационно связанный остаток, то последующий распад ^{56}Co будет нагревать разлетающуюся оболочку сверхновой и повышать ее светимость в более поздние времена. Для поздних стадий яркой сверхновой 1969I II типа Уивер и Вусли [10] получили согласующуюся с наблюдениями кривую блеска в предположении в десять раз меньшего количества ^{56}Ni . Пока не ясно, можно ли построить модель термоядерного взрыва сверхновой, в которой высвобождается достаточное количество энергии и при этом образуется не слишком много ^{56}Ni . Неясно также, является ли сверхновая 1969I в этом смысле типичной. Хотя полученный Уивером и Вусли результат и производит впечатление, но этот вопрос все же требует дальнейшей разработки; это касается как теории, так и наблюдений.

Б. Сверхновые I типа. Во-первых, кривые блеска сверхновых I типа, по-видимому, определяются ядерно-физическими свойствами цепочки распадов $^{56}\text{Ni} \rightarrow ^{56}\text{Co} \rightarrow ^{56}\text{Fe}$. Появление большого количества ^{56}Ni есть естественный результат взрывного нуклеосинтеза в условиях, когда исходное ядерное топливо имеет $Z \approx N$. Для ядра ^{56}Ni $Z = N = 28$ и из всех ядер с равными числами нейтронов и протонов оно, являясь дважды магическим, обладает наибольшей энергией связи на нуклон. После окончания горения водорода и до начала горения кислорода в гидростатическом режиме в звездном веществе $Z \approx N$ (ядерное топливо представлено преимущественно ^4He , ^{12}C , ^{16}O и ^{20}Ne). Если такое вещество сгорает до конца, то образуется ^{56}Ni . Горение должно протекать достаточно быстро ($\Delta t \ll 6$ сут) и при низкой плотности ($\rho \lesssim 10^9$ г/см³), чтобы не успело произойти слишком много электронных захватов.

Во-вторых, излучаемая в γ -линиях энергия примерно в 15 раз превышает все тепловое излучение сверхновых I типа и в 30 раз кинетическую энергию позитронов, испускаемых при распаде ^{56}Co . Эта последняя энергия объясняет экспоненциальный спад кривой блеска, при котором излучается примерно столько же энергии, сколько в максимуме. Сверхновые I типа — это, возможно, наиболее мощные излучатели в γ -линиях во Вселенной (см. примечание при корректуре).

В-третьих, масса выбрасываемого вещества составляет около $1-2M_{\odot}$. Выше мы пользовались аргументами, основанными на приближенных, но физически ясных оценках. Более строгие аналитические решения уравнения (16) показывают, что при других значениях выброшенной массы трудно воспроизвести форму кривых блеска. Спектры указывают на низкое содержание водорода в выброшенном веществе; его химический состав не известен, но Кишнер предположил, что ^4He присутствует в большом количестве.

В-четвертых, из кривых блеска мы находим, что энергия взрыва сверхновых I типа также близка к 10^{51} эрг. Такая энергия могла бы выделиться либо в результате гравитационного коллапса (гелиевой) звезды, либо вследствие термоядерного взрыва в вырожденном веществе. В последнем случае имеем $E_{SN}/M \approx fq$, где f — доля сгоревшего вещества, а $q \approx 7 \cdot 10^{17}$ эрг/г. При $E_{SN} = 10^{51}$ эрг и $M = 1,4M_{\odot}$ получаем $f \approx 0,7(v_{sc}/10\,000 \text{ км/с})^2$. Сравнение гидродинамических моделей с наблюдениями указывает на среднеквадратичную скорость около 10 000 км/с. Таким образом, детонационные модели приводят к $f \approx 1$, т.е., по видимому, к слишком большой доле сгоревшего вещества. В спектре быстро движущегося вещества не видны линии Ni и Co. Термоядерное поджигание вырожденного вещества, очевидно, должно привести к сгоранию хотя и большого количества, но не всего ядерного топлива.

В-пятых, модели кривых блеска дают возможность, как и в случае сверхновых II типа, определять расстояния методом радиационной диффузии. Этот метод можно применять независимо от его использования для сверхновых II типа. Вследствие более высокой светимости сверхновые I типа оказываются особенно ценными в этом отношении. Однако сначала необходимо добиться более глубокого понимания проблемы строения атмосфер сверхновых.

В-шестых, предсверхновые I типа, — вероятно, относительно компактные объекты. Масса центрального ядра предсверхновой $M_c \lesssim 1,4M_{\odot}$, а светимость меньше эддингтоновского предела на границе ядра, равного $4\pi cGM_c/\kappa$. В таком случае радиус предсверхновой $R \lesssim 2 \cdot 10^{13} (0,2/\kappa)^{1/2} (6000 \text{ К}/T_e)^2$. Если обедненная водородом оболочка предсверхновой состоит в основном из ${}^4\text{He}$, то разумно предположить, что $T_e \gtrsim 6000 \text{ К}$. Было бы очень полезно изучить строение протяженных звездных оболочек с отличным от солнечного химическим составом! Но даже при таких «маленьких» радиусах из-за малой массы выбрасываемого вещества ($M \approx 1M_{\odot}$) светимость, связанная с выходом ударной волны, все же могла бы достигать 10^{43} эрг/с (см. формулу (4)). Однако эффективная температура оказалась бы при этом слишком большой (80 000 К, тогда как наблюдаемая 10 000–15 000 К), а сама кривая блеска поднималась бы очень круто. Если предсверхновая — компактный объект, то она может быть членом даже тесной двойной системы.

В-седьмых, выбрасывается примерно $0,3\text{--}1,0M_{\odot}$ чистого ${}^{56}\text{Ni}$. С использованием данных о форме кривой блеска, о характерных скоростях и об эффективной температуре количество ${}^{56}\text{Ni}$ можно определить независимо от расстояния до сверхновой. Это значение может служить критерием для выбора между различными перспективными теоретическими моделями, тогда как остальные изложенные выше соображения не позволяют сделать это. Детонационные модели ведут к тому, что все выброшенное вещество состоит из ${}^{56}\text{Ni}$. Дефлаграционные модели могут быть произвольно подогнаны таким образом, чтобы получилось желаемое количество ${}^{56}\text{Ni}$, но предсказать его они не способны. Нельзя ис-

ключить и модели гравитационного коллапса, в которых производится слишком мало ^{56}Ni . Пояснить этот вывод нетрудно. Во время коллапса около $1,4M_{\odot}$ (или больше) вещества должно быть переработано в процессе горения кремния. Эпштейн нашел, что пороговая энергия захвата электронов ядрами группы железа равна

$$\hat{\mu} = 144(0,46 - Y_e) \text{ МэВ}$$

(см. [5]), где Y_e — молярная доля электронов (число электронов в единице объема равно $Y_e \rho / m_u$, m_u — атомная единица массы). Скорость захвата электронов понижается, когда $\hat{\mu}$ приближается к энергии Ферми электронов $\mu_e \approx 0,5(Y_e \rho / 10^6 \text{ г/см}^3)^{1/3}$ МэВ. При горении кремния $\rho \approx 3 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3$, поэтому $\mu_e = 5,5$ МэВ, $Y_e \approx 0,42$, что согласуется с более сложными расчетами Арнетта, Уивера и Вусли. В таких условиях не может синтезироваться много ^{56}Ni . Лишь вещество более наружных слоев звезды имеет достаточно большое значение Y_e для этого. Однако вследствие крутого градиента плотности, связанного со слоем горения ядерного топлива (^{16}O , ^{20}Ne и ^{12}C), лишь малая масса вещества в наружных слоях находится при достаточно высокой плотности, чтобы в результате разогрева ударной волной мог образоваться ^{56}Ni . Прямые численные гидродинамические оценки выхода ^{56}Ni в областях звезды с таким градиентом плотности оказываются из-за грубого разбиения на счетные интервалы систематически заниженными. Выход ^{56}Ni должен, вероятно, лежать где-то в пределах $0,1-0,4M_{\odot}$.

IV. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные выше аргументы в некоторых случаях ясно очерчивают пределы нашего понимания сверхновых как в смысле теории, так и наблюдений. Этим предreshен дальнейший прогресс (и неожиданности) на пути изучения сверхновых. За последние несколько лет исследования сверхновых существенно продвинулись вперед. Тем не менее приятно напомнить, как еще 20 лет назад У. А. Фаулер и Ф. Хойл обсуждали возможность того, что вспышки сверхновых II типа есть следствие гравитационного коллапса, а сверхновых I типа — результат загорания ядерного топлива в вырожденном веществе. Основное дополнение, которое теперь необходимо сделать к предложенной ими картине, это принять в расчет важную роль ^{56}Ni во всей проблеме нуклеосинтеза, в которую У. Фаулер внес важный вклад как лично, так и благодаря своему влиянию на сотрудников, студентов и стажеров-исследователей. И автор счастлив, что принадлежит к их числу.

Примечание при корректуре. Более аккуратное описание энергии, передаваемой веществу γ -излучением от распада ^{56}Co (см. [3] и ссылки там), показывает, что γ -излучение выходит из звезды не так свободно, как предполагалось в использованном в настоящей главе приближении. В максимуме видимого блеска сверхновой светимость в γ -диапазоне со-

ставляет около 10% от оптической. Максимум γ -светимости достигается примерно через 2 месяца после максимума в оптической области и в этот момент большая часть энергии излучается в γ -диапазоне. В остальном обсуждение в данной главе остается по существу неизменным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnett W.D. *Astrophys. J. Letters*, **230**, L37, 1979.
2. Arnett W.D. *Astrophys. J.*, **237**, 541, 1980.
3. Arnett W.D. In *Supernovae: A Survey of Current Research*, eds. Rees M.J., Stoneham J., Dordrecht, D. Reidel, 1982, p. 221.
4. Axelrod T. In *Proceedings of the Texas Workshop on Type I Supernovae*, March 17-19, 1980, ed. Wheeler C., Austin, University of Texas Press, 1980, p. 80.
5. Bethe H.A., Brown G.E., Applegate J., Lattimer J.M. *Nucl. Phys. A*, **324**, 487, 1979.
6. Falk S.W., Arnett W.D. *Astrophys. J. Suppl.*, **33**, 515, 1977.
7. Fowler W.A., Hoyle F. *Nucleosynthesis in Massive Stars and Supernovae*, Chicago, University of Chicago Press, 1964.
8. Hoyle F., Fowler W.A. *Astrophys. J.*, **132**, 565, 1960.
9. Kirshner R. *Eight Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, Boston, Ann. N. Y. Acad. Sci., **302**, 81, 1977.
10. Weaver T., Woosley S.E. *Ninth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, Munich, Ann. N. Y. Acad. Sci., **336**, 335, 1980.

ТЕОРИЯ СВЕРХНОВЫХ

Г. А. Бете

I. ВВЕДЕНИЕ

Общепринято, что сверхновые II типа вспыхивают в конце эволюции массивных звезд (массой $10-100M_{\odot}$), когда в их недрах исчерпаны все запасы ядерного топлива. Под действием силы тяжести центральные области такой массивной звезды коллапсируют и превращаются в нейтронную звезду. В результате гидродинамического отражения внешние слои звезды, в которых заключена большая часть ее массы, сбрасываются. Эти слои становятся частью диффузного вещества в Галактике. В 1957 г. У. Фаулер с сотрудниками предположили, что именно таким путем производятся в Галактике элементы тяжелее водорода и гелия, необходимые для образования новых поколений звезд [6].

За последние десять лет опубликовано много статей, посвященных гравитационному коллапсу и последующему взрыву сверхновой. Долгое время считалось, что нейтрино, образующиеся при электронном захвате и излучаемые центральным ядром звезды, должны передавать радиальный компонент своего импульса внешним слоям звезды и тем самым вызывать взрыв сверхновой. Однако от такого механизма взрыва пришлось отказаться, когда в слабом взаимодействии были открыты (и теоретически и экспериментально) нейтральные токи, которые способствуют удержанию нейтрино внутри ядра звезды.

Изложенная в этой главе теория исходит из того, что выброс мантии и оболочки звезды осуществляется ударной волной, которая возникает в результате гравитационного коллапса центральных областей звезды до плотности, превышающей ядерную плотность, и последующего гидродинамического отражения. Будем предполагать, что звезда сферически симметрична, или, другими словами, пренебрежем влиянием вращения. Насколько это оправданно для всех или большинства звезд, не известно. Однако сферическая симметрия является простейшим предположением, и оно, по-видимому, дает удовлетворительное объяснение возникновению выходящей из звезды ударной волны. Выполненные в этом приближении расчеты могут также служить отправной точкой для учета последующих поправок на вращение.

II. СТРОЕНИЕ ПРЕДСВЕРХНОВОЙ

В ядре звезды ^{28}Si сгорает в термоядерных реакциях с образованием ^{56}Ni , который в свою очередь путем электронного захвата превращается в совокупность обогащенных нейтронами атомных ядер с массовыми числами вблизи 50 или 60. Химический состав центрального ядра такой предсверхновой был подробно исследован Уивером и др. [15], а также Арнеттом [1]. Среднее число электронов на нуклон Y_e равно

$$Y_e^i = 0,41 - 0,43; \quad (1)$$

верхний индекс i означает начальное значение. Арнетт нашел, что в центре звезды

$$\rho_c = 3,7 \cdot 10^9 \text{ г/см}^3 \text{ и } T_c = 0,69 \text{ МэВ.} \quad (2)$$

Этому соответствует энтропия на нуклон [4]

$$S/k = 0,93. \quad (3)$$

Около половины этого значения приходится на частично вырожденный электронный газ, тогда как другая половина соответствует кинетической энергии атомных ядер. В направлении от центра ядра плотность и температура понижаются, а энтропия несколько повышается, но S/k остается при этом порядка 1 всюду в ядре.

Всюду в ядре звезды давление в основном определяется электронным газом и приближенно равно

$$p = \frac{1}{4} n_e \mu_e (1 + \frac{2}{3} \pi^2 T^2 / \mu_e^2), \quad (4)$$

где n_e — число электронов в единице объема, T — температура в мегаэлектронвольтах и μ_e — химический потенциал электронов, определяемый соотношением

$$\mu_e = 11,1 (\rho_{10} Y_e)^{1/3} \text{ МэВ.} \quad (4a)$$

Здесь ρ_{10} — плотность вещества в единицах 10^{10} г/см^3 . Все перечисленные величины являются функциями радиуса r и времени t . Отметим, что в формулу (4) и ей аналогичные температура входит только в виде комбинации $\pi T / \mu_e$. При значениях, приведенных в (2),

$$\mu_e = 6,0 \text{ МэВ, } \pi T / \mu_e = 0,36. \quad (4б)$$

Максимальная масса, которую может иметь звездоподобный объект, в котором давление определяется исключительно вырожденным электронным газом, равна чандрасекаровскому пределу

$$M_{\text{Ch}} = 5,76 (Y_e^2)_{\text{av}} M_{\odot} = 11,5 \cdot 10^{33} (Y_e^2)_{\text{av}} \text{ г,} \quad (5)$$

где $(Y_e^2)_{\text{av}}$ — соответствующее среднее по объекту и $M_{\odot} = 1,99 \cdot 10^{33} \text{ г}$ — масса Солнца. Именно такой объект представляет собой ядро нашей звезды. С течением времени масса, в которой реакции с уча-

стием ^{28}Si подходят к концу, увеличивается и за несколько суток достигает значения M_{Ch} . Тогда-то и начинается гравитационный коллапс. В расчетах на ЭВМ коллапс обычно достигается искусственным уменьшением Y_e по всему ядру на некоторое малое значение. При значении Y_e из (1) и $T=0$ чандрасекаровская масса равна

$$M_{\text{Ch}}^{(j)} \approx 1,0M_{\odot}. \quad (5a)$$

Однако конечное значение температуры, как, например, в (2), повышает давление по сравнению с холодным электронным газом и тем самым увеличивает значение критической массы. Уивер и др. [15] учли также конвективное перемешивание Fe и Si, которое приводит к дополнительному нагреву ядра звезды. Для критической массы они получили

$$M_{\text{WZW}} \approx 1,5M_{\odot}. \quad (5b)$$

Во внешних частях ядра звезды плотность распределена по очень простому закону:

$$\rho_{10} = C/r_7^3, \quad (6)$$

где r_7 — радиус в единицах 10^7 см. В расчетах Уилсона [16], например, C изменяется в пределах от 2,3 до 2,7 (нерегулярным образом), когда $M(r)$ — масса в пределах сферы радиуса r — возрастает от 1,0 до $1,7M_{\odot}$. Легко сообразить, почему при гидростатическом равновесии плотность распределена именно по закону (6). Уравнение гидростатического равновесия имеет вид

$$-\rho^{-1}\partial p/\partial r = GM(r)/r^2. \quad (6a)$$

Если основной вклад в давление вносят вырожденные релятивистские электроны, то

$$p = A\rho^{4/3}, \quad (6b)$$

и тогда, взяв интеграл от левой части уравнения (6a), получаем

$$4A\rho^{1/3} = G \int_r^{\infty} [M(r)/r^2] dr + \text{const}. \quad (6в)$$

Поскольку плотность стремится к 0 при $r \rightarrow \infty$, можно положить $\text{const} = 0$. Если $M(r)$ изменяется не сильно в рассматриваемой области пространства, то

$$4A\rho^{1/3} = GM_{\text{av}}/r, \quad (6г)$$

что эквивалентно формуле (6). Следует иметь в виду, что вследствие различных компенсирующих факторов формула (6) выполняется с большей точностью, чем следует из приведенного выше вывода. Соотношение (6) будет использовано в разд. X, когда мы будем рассматривать структуру ударной волны, распространяющейся от центра звезды к ее поверхности.

III. ДИНАМИКА КОЛЛАПСА

В процессе гравитационного коллапса каждый элемент вещества движется по существу адиабатически, т.е. его энтропия остается почти постоянной. Одна из причин этого в том, что перенос энергии невелик — вследствие высокой плотности вещества электроны и электромагнитное излучение имеют чрезвычайно малые средние длины свободного пробега. Нейтрино, по крайней мере на начальной стадии коллапса, движется свободно, и именно поэтому вероятность того, что они после рождения выделят где-либо энергию, крайне мала. Позднее, когда нейтрино начинают удерживаться в ядре звезды, они хотя и создают некоторый перенос энергии вблизи поверхности, ограничивающей область их удержания, но расчеты показывают, что этот эффект незначителен.

Вторая причина малого прироста энтропии связана со слабым изменением химического состава вещества. Разумеется, часть электронов захватывается ядрами и при этом испускаются нейтрино (см. разд. IV). Однако захват электронов прекращается, когда плотность достигает $\rho \approx 10^{12}$ г/см³, и поэтому на 10 нуклонов успевает захватиться лишь один электрон. Более того, энергия, передаваемая веществу при каждом электронном захвате, мала, поскольку большая часть энергии Ферми электронов затрачивается на превращение протона в нейтрон внутри уже обогащенного нейтронами атомного ядра. Полное изменение энтропии за время коллапса составляет лишь около 0,2 безразмерной единицы.

Поэтому при расчетах динамики падения вещества хорошим приближением будет предположить, что каждый элемент вещества движется с сохранением энтропии. В детальных расчетах на ЭВМ движение вещества описывается точнее — с учетом изменения энтропии и химического состава. Мы будем пользоваться двумя сериями машинных расчетов: одна из них принадлежит Арнетту [1], а другая — Уилсону [16] (названная им «мюнхенскими расчетами»). Расчеты обоих авторов дают качественно сходные результаты.

На рис. 1 из [1] показана скорость падающего вещества — u как функция расстояния r от центра за 1 мс до начала коллапса. Примерно до расстояния 40 км от центра скорость почти пропорциональна r ; в грубом приближении имеем

$$-u/r \approx 300-400 \text{ с}^{-1}. \quad (7)$$

Таким образом, хотя эта внутренняя часть звезды и сокращается в размерах, но остается при этом подобной самой себе, т.е. движение гомологично. Такой вид движения оказывается возможным вследствие того, что показатель адиабаты

$$(d \lg p / d \lg \rho)_S = \Gamma \quad (8)$$

близок к 4/3, т.е. к значению, при котором в ядре звезды силы давления и гравитации могут уравниваться независимо от абсолютной

шкалы расстояний. Голдрайх и Вебер [8] развили детальную теорию такого гомологичного коллапса и показали, что по крайней мере в грубом приближении масса гомологично сжимающегося ядра (НС) определяется формулой Чандрасекара (5). В расчетах Арнетта $Y_e = 0,32$ на границе гомологичного ядра в момент времени, соответствующий рис. 1 что, согласно (5), приводит к оценке

$$M_{\text{НС}} = 0,59M_{\odot}. \quad (9)$$

Точный расчет Арнетта дает $M_{\text{НС}} = 0,56M_{\odot}$. Такое согласие полученной оценки с расчетом явно случайно, поскольку, с одной стороны, при учете отличной от нуля температуры вещества определяемое формулой (5) значение критической массы следует увеличить, аналогично оценке (5б), а с другой, Y_e внутри ядра звезды меньше 0,32. В других расчетах конечное значение Y_e меняется в пределах от 0,27 до 0,36.

В звезде, коллапсирующей гомологично под действием силы тяжести и в отсутствие давления, скорость вещества имеет вид

$$-u_1/r = 75\rho_{10}^{1/2} \text{ с}^{-1}. \quad (10)$$

Если сюда подставить $\rho_{10} = 135$ —значение плотности у внешней границы гомологичного ядра в расчете Арнетта, то получится

$$-u_1/r = 870 \text{ с}^{-1}, \quad (10a)$$

что примерно в 2,5 раза больше, чем вычисленное Арнеттом значение скорости падения (7). Это расхождение объясняется тем, что сила тяжести все же частично уравнивается градиентом электронного давления, которое пропорционально $Y_e^{4/3}$ и, следовательно, составляет в рассматриваемый момент $(0,32/0,42)^{4/3} = 0,70$ от давления, первоначально в точности компенсировавшего силу тяжести. Таким образом, эффективное ускорение в данный момент составляет всего 0,3 от ускорения силы тяжести. В среднем эффективное ускорение равно, по-видимому, половине этого значения, т. е. 0,15 от силы тяжести. Поэтому для ожидаемой скорости падения имеем

$$-u/r = (0,15)^{1/2} \cdot 870 \approx 340 \text{ с}^{-1}, \quad (10б)$$

в хорошем согласии с интервалом скоростей (7), полученным в расчетах Арнетта.

На рис. 1 представлены две кривые: скорость падения $-u$ и скорость звука a в зависимости от расстояния от центра r . При $r = 40$ км эти кривые пересекаются. Точку их пересечения будем называть *звуковой точкой*. Возмущения давления, распространяющиеся наружу, переносятся в пространстве со скоростью $a + u$. В звуковой точке

$$a + u = 0. \quad (11)$$

Это означает, что никакие сигналы не могут выйти наружу через звуковую точку, и любой расположенный снаружи от звуковой точки элемент

вещества «не знает» о существовании гомологичного ядра.

Поэтому можно было бы считать, что вещество с внешней стороны от звуковой точки заведомо находится в состоянии свободного падения. Скорость свободного падения элемента вещества, расположенного на поверхности сферы массой $M(r)$, дается выражением

$$u_{\text{ff}}^2 = 2GM(r)(1/r - 1/r_0), \quad (12)$$

где r_0 — начальное положение элемента. Для точки, которой соответствует почти удвоенная масса гомологичного ядра, согласно Арнетту, имеем

$$M = 2,38 \cdot 10^{33} \text{ г}, \quad r = 2,68 \cdot 10^7 \text{ см}, \quad -u = 1,34 \cdot 10^9 \text{ см/с}. \quad (12a)$$

Принимая начальный радиус равным $r_0 = 10^8$ см, получаем

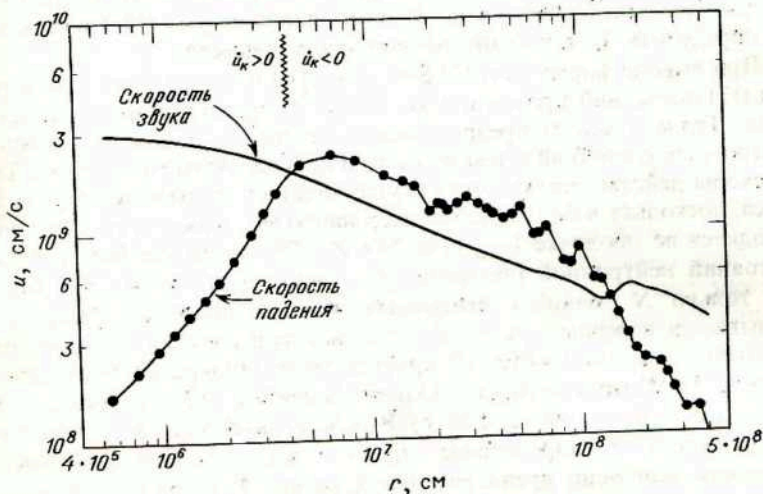
$$u_{\text{ff}}^2 = 7,2 \cdot 10^{18} \text{ см}^2/\text{с}^2, \quad (12б)$$

$$u^2 = 0,25u_{\text{ff}}^2. \quad (12в)$$

Аналогичные вычисления с учетом результатов Уилсона дают $u^2 = 0,4u_{\text{ff}}^2$. Хотя качественно и можно понять, почему $u < u_{\text{ff}}$, детальная теория пока еще отсутствует.

Звуковая точка находится вблизи границы гомологичного ядра, а также того места, где скорость падения максимальна. Этот последний

Рис. 1. Скорость вещества и скорость звука как функции радиуса примерно за 1 мс до коллапса (по Арнетту [1]). От центра до расстояния примерно 40 км располагается гомологичное ядро. Вещество в области от 40 до 100 км падает со скоростью, превышающей скорость звука. (С любезного разрешения Арнетта.)



результат вполне естествен, поскольку внутри гомологичного ядра скорость пропорциональна r , а вне его скорость свободного падения (12) в первом приближении изменяется как $r^{-1/2}$.

IV. ПРЕВРАЩЕНИЕ ВЕЩЕСТВА

По мере того как вещество в процессе падения уплотняется, возрастает энергия Ферми электронов (формула (4а)) и начиная с некоторого момента становится энергетически выгодным захват электронов атомными ядрами



Чтобы этот процесс был возможен, необходимо выполнение неравенства

$$\mu_e > \hat{\mu} = \mu_n - \mu_p, \quad (14)$$

где μ_n и μ_p — химические потенциалы соответственно нейтронов и протонов в ядре $(Z - 1)^{A-1}$. Можно получить аппроксимационную формулу [4]

$$\hat{\mu} = 207(0,45 - Y_e)(1,32 - Y_e). \quad (14a)$$

По мере увеличения числа нейтронов в атомном ядре Y_e уменьшается и поэтому $\hat{\mu}$ возрастает.

Скорость реакции (13) существенно зависит от разности $\mu_e - \hat{\mu}$. Чтобы эта реакция «поспевала» за увеличением μ_e , необходимо [4]

$$\mu_e - \hat{\mu} \approx 10 \text{ МэВ}. \quad (14б)$$

Типичными значениями являются $\mu_e = 40$ и $\hat{\mu} = 30$ МэВ, т.е. $\hat{\mu}$ оказывается довольно близким к μ_e . С помощью формулы (14а) теперь можно определить Y_e как функцию плотности вещества ρ .

При выводе формулы (14б) Бете и др. [4] предположили, что в реакции (13) последний протон в ядре A_Z путем разрешенного перехода Гамова — Теллера может превратиться в нейтрон в одном из свободных нейтронных состояний с тем же самым орбитальным моментом l . Такие переходы действительно могут осуществляться на разных стадиях коллапса, поскольку в большинстве ядер наиболее слабо связанный протон находится на оболочке $1f_{7/2}$ (для $20 < Z \leq 28$), тогда как большая часть состояний нейтронной оболочки $1f_{5/2}$ свободна (для $28 \leq N \leq 40$). Но как только N начинает превышать 40, это последнее утверждение оказывается неверным. В этом случае нейтроны вынуждены заполнять оболочку $1g_{9/2}$, что требует по крайней мере однократно запрещенного перехода (изменение четности). Однако, в связи с тем что импульс электрона довольно велик ($\mu_e \approx 40$ МэВ и, следовательно, волновое число $k_e \approx 0,2$ ферми⁻¹), запрещенные переходы все же имеют заметную вероятность. Согласно предварительной оценке Фаулера и Фуллера, ко-

торые первыми указали на этот эффект, скорость захвата электронов при данном значении $\mu_e - \hat{\mu}$ уменьшается в 40–400 раз.

Еще одна поправка к работе [4] связана с учетом понижения вероятности электронного захвата вследствие частичного заполнения доступных для нейтрино состояний (принцип Паули). Даже еще до начала удержания нейтрино в ядре звезды их рождается так много, что скорость света оказывается уже недостаточной для их быстрого выхода из звезды. Оба этих эффекта направлены в сторону повышения Y_e до значения, при котором процесс захвата электронов прекращается. Поэтому наиболее вероятным представляется теперь конечное значение Y_e вблизи 0,35, тогда как наши прежние оценки [4] давали значение между 0,27 и 0,31. В таком случае захватывается лишь 0,07 электрона на нуклон.

При электронном захвате веществу передается энергия, равная лишь части разности $\mu_e - \hat{\mu}$ (примерно 5 МэВ), остальная часть приходится на долю нейтрино и уносится из звезды. Температура, при которой происходит большинство электронных захватов, составляет около 1,5 МэВ, и веществу передается энтропия, равная примерно 5/1,5 на один захваченный электрон, или

$$\Delta S/k = 0,07 \cdot 1,5 \approx 0,23 \text{ на нуклон.} \quad (15)$$

С учетом начальной энтропии (формула (3)) полное конечное значение энтропии будет равно

$$S_f/k \approx 1,2 \quad (15a)$$

в центре звезды и несколько больше в наружных слоях гомологичного ядра.

Мы предполагали, что захват электронов осуществляется только на ядрах в реакции (13). Захват электронов свободными протонами оказывается крайне неэффективным вследствие чрезвычайно низкой концентрации протонов. При $\hat{\mu} = 19$ МэВ и $T = 1,5$ МэВ отношение концентраций протонов и нейтронов по массе равно

$$X_p/X_n = 2,5 \cdot 10^{-6}. \quad (16)$$

Разумная оценка дает для концентрации свободных нейтронов $X_n = 0,1$. Таким образом, захватом электронов протонами можно пренебречь даже несмотря на то, что его скорость примерно в 1000 раз превышает скорость захвата электронов ядрами при разрешенных переходах. Этот вывод однако может измениться в случае, когда необходимо прибегать к учету запрещенных переходов на ядрах. В этом случае захват электронов свободными протонами устанавливает нижний предел на полную скорость электронных захватов. Интересно отметить [4], что если бы электроны захватывались свободными протонами, то это привело бы к уменьшению энтропии примерно на 10 единиц на один электронный захват.

V. УДЕРЖАНИЕ НЕЙТРИНО

Одна из наиболее важных особенностей физики сверхновых заключается в удержании нейтрино при высоких плотностях в центральной области звезды. Этот эффект обусловлен существованием нейтральных токов в слабом взаимодействии, которые приводят к интенсивному рассеянию нейтрино на нуклонах. Средняя длина свободного пробега с учетом нейтральных токов была впервые вычислена Лэмбом и Петиком [10]. Она зависит от угла Вайнберга θ_W , для которого в [10] было принято значение $\sin^2\theta_W = 0,35$. Теперь $\sin^2\theta_W$ измерено и оно равно $0,23 \pm 0,02$. Если принять $\sin^2\theta_W = 0,25$, то результат становится особенно простым: нейтрино в этом случае рассеиваются только нейтронами, но не протонами, и средняя длина свободного пробега нейтрино с энергией ϵ_ν оказывается равной

$$\lambda_\nu = 1,0 \cdot 10^6 \text{ см} (\rho/10^{12} \text{ г/см}^3)^{-1} (\epsilon_\nu/10 \text{ МэВ})^{-2} \times (\bar{N}^2 X_h/6A + X_n)^{-1}, \quad (17)$$

где X_h и X_n — доли по массе тяжелых ядер и нейтронов соответственно и \bar{N} — среднее число нейтронов в тяжелом ядре. Последний множитель в формуле (17) связан с когерентностью при рассеянии нейтрино на нейтронах атомного ядра. Если положить $X_h = 1$, $\rho = 10^{12} \text{ г/см}^3$ и $\epsilon_\nu = 10 \text{ МэВ}$, то при типичном значении $\bar{N} = 70$ получим

$$\lambda_\nu = 1,2 \text{ км}. \quad (17a)$$

Значению $\rho = 10^{12} \text{ г/см}^3$ соответствует радиус около 40 км и типичное гидродинамическое время $\tau = 1 \text{ мс}$. Расстояние, на которое нейтрино успеют продиффундировать за это время, равно

$$\langle x^2 \rangle^{1/2} = (1/3 \lambda c \tau)^{1/2} = 11 \text{ км}, \quad (17b)$$

т.е. оказывается сравнимым с характерным значением радиуса. Значение 10^{12} г/см^3 должно, следовательно, быть близко к критической плотности, при которой нейтрино начинают удерживаться в ядре звезды.

Более точный критерий для определения момента удержания нейтрино можно найти, вычислив радиальный поток нейтрино [4]

$$S = -1/3 c \lambda_\nu \partial n_\nu / \partial r. \quad (18)$$

Это выражение позволяет вычислить скорость просачивания нейтрино через окружающее вещество

$$v_d = S / n_\nu. \quad (18a)$$

Величину эту можно сравнить с (отрицательной) скоростью вещества u . Если $v_d + u < 0$, то нейтрино будут сноситься к центру звезды, т.е. в область повышенной плотности, где они, следовательно, и будут удерживаться. В случае $v_d + u > 0$ нейтрино будут диффундировать наружу. К счастью, v_d очень быстро изменяется с изменением плотности веще-

ства ρ , тогда как u зависит от ρ довольно слабо. Поэтому плотность, при которой начнется удержание нейтрино, можно определить с большой точностью.

Если из расчетов на ЭВМ известно распределение $n_\nu(r)$, то можно найти точку, где $v_d = -u$. Воспользовавшись расчетами Арнетта [1], Бете и др. [4] получили для плотности удержания

$$\rho_{\text{trap}} \approx 0,5 \cdot 10^{12} \text{ г/см}^3. \quad (186)$$

Значение этой плотности можно было бы определить также и без предварительного расчета концентрации нейтрино $n_\nu(r)$. Для этого было бы достаточно иметь сведения об источнике нейтрино, которые могут быть выведены из данных о скорости электронного захвата. Такие расчеты пока еще не проводились.

Как только устанавливается режим удержания нейтрино, полное число лептонов в данном элементе вещества остается постоянным:

$$Y_l = Y_e + Y_\nu = Y_{\text{et}}, \quad (19)$$

где Y_{et} — доля электронов перед началом удержания. Вскоре становится справедливым также условие равновесия

$$\mu_e - \mu_\nu = \hat{\mu}. \quad (19a)$$

Если принять $Y_{\text{et}} = 0,31$, то при $\rho = 10^{14} \text{ г/см}^3$ (значение, близкое к ядерной плотности) получим

$$Y_\nu = 0,04, \quad Y_e = 0,27. \quad (19б)$$

На этой стадии образуются только электронные нейтрино.

Удержание нейтрино имеет важное значение также на стадии существования ударной волны (см. разд. IX). Нейтрино не могут выходить из области за фронтом ударной волны, пока плотность непосредственно перед фронтом ударной волны не уменьшится примерно до 10^{11} г/см^3 . Это обстоятельство оказывается существенным для минимизации потерь энергии в выходящей ударной волне, в которой, между прочим, образуются уже нейтрино всех типов (см. разд. IX).

Гомологичное звездное ядро долгое время находится в состоянии высокой плотности (разд. VIII). Поэтому требуется довольно много времени, чтобы удерживаемые в нем нейтрино посредством диффузии могли выйти наружу. Согласно оценке [4], это время равно 0,1 с, тогда как гидродинамическое время измеряется миллисекундами. Расчеты Уилсона [16] на ЭВМ дают несколько меньшее значение — около 30 мс, что объясняется, как мы считаем, неправильным уравнением состояния в его программе.

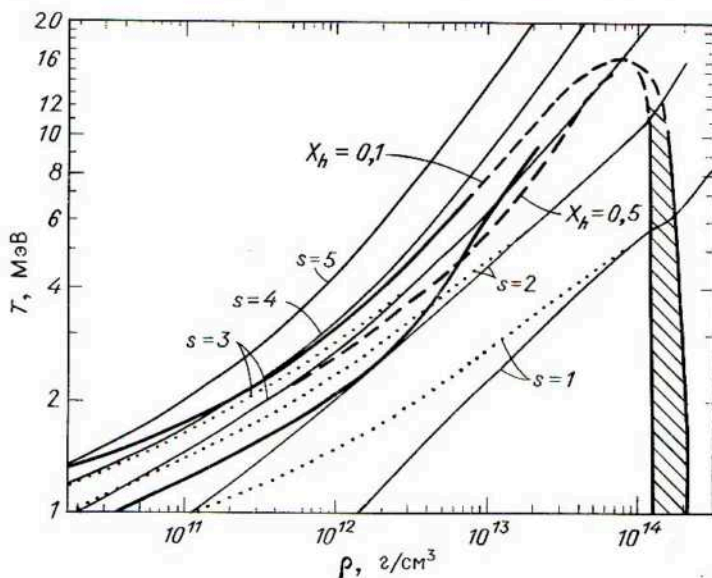
VI. УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Наиболее приемлемое уравнение состояния горячего плотного вещества было опубликовано Лэмбом и др. [9]. Авторы этой работы во-

использовались типом взаимодействия между нуклонами по Скирму. Они описали состояния нуклонов в веществе с помощью статистической физики и минимизировали свободную энергию при фиксированных объеме и температуре T . Основные результаты этой работы показаны на рис. 2.

На этом рисунке изображен ход адиабат на плоскости (ρ, T) при значениях s от 1 до 5 (s — энтропия на нуклон в единицах постоянной Больцмана k). Проведена также кривая (жирная штриховая линия), на которой $X_h = 0,5$, т.е. половина вещества находится в виде тяжелых ядер. Как уже обсуждалось в разд. IV, значение энтропии в процессе коллапса находится между 1 и 1,5, причем $Y_l \approx 0,35$. Из рис. 2 следует, что в этом случае адиабата располагается значительно ниже линии $X_h = 0,5$ для всех плотностей вплоть до 10^{14} г/см³. Другими словами, вещество в основном состоит из тяжелых ядер. Это оказывается воз-

Рис. 2. Уравнение состояния на плоскости плотность — температура для атомных ядер, находящихся в равновесии со свободными нуклонами [9]. Показаны адиабаты $s = 1 - 5$, где s — энтропия на нуклон, деленная на постоянную Больцмана. Пунктирные кривые для доли лептонов $Y_l = 0,35$ соответствуют конечному состоянию ядерного вещества. Вероятное значение энтропии при гравитационном коллапсе $s = 1,2$. Жирная штриховая линия отвечает состоянию, в котором половина вещества заключена в атомных ядрах. Над этой линией (при высоких плотностях справа от нее) большая часть вещества заключена в свободных нуклонах. В заштрихованной области пространство в основном заполнено атомными ядрами с вкраплениями в виде маленьких «пузырьков» из разреженного нейтронного вещества. Справа от заштрихованной области расположена однородная ядерная материя. (С любезного разрешения авторов работы [9].)



возможным благодаря тому, что сложные ядра имеют огромное число высоковозбужденных энергетических уровней, которые существенно увеличивают их теплоемкость.

В модели газа Ферми плотность ядерных уровней, соответствующая энергии возбуждения U , записывается в виде [4, Eq. 19]

$$\omega(U) = 1/12 \pi^{1/2} \exp[(4aU)^{1/2}] / a^{1/4} U^{5/4}, \quad (20)$$

где a имеет размерность обратной энергии

$$a = 0,067A \text{ МэВ}^{-1}, \quad (20a)$$

причем A – массовое число. Эксперимент [5] дает для a почти в два раза большее значение. Это, вероятно, связано с размытостью поверхности ядра, что увеличивает его эффективный объем. Теоретическое рассмотрение [10] дает для a приблизительно такое же выражение, как (20a). С увеличением a теплоемкость ядер будет возрастать, и поэтому адiabата $s = 1,5$ с еще большей гарантией будет проходить в области преобладания сложных атомных ядер.

Таббс и Кунин [14] исследовали влияние на плотность ядерных уровней того факта, что нуклоны перестают быть связанными в ядре, когда их энергия превысит энергию диссоциации D . Они пришли к выводу, что это обстоятельство не сильно влияет на энтропию, приходящуюся на внутренние степени свободы ядер. Главная причина этого в том, что нуклоны с большим моментом импульса могут оставаться эффективно связанными, даже если их энергия превышает D .

Уравнение состояния из [9] подразумевает, что большинство нуклонов остаются связанными в ядрах вплоть до плотностей, близких к ядерным. Это подробно показано в табл. 1, взятой из работы [4]. При плотностях между $3 \cdot 10^{12}$ и 10^{14} г/см³ доля свободных нейтронов обычно меньше 25% и, что довольно удивительно, уменьшается с ростом плотности. Доля протонов всегда меньше 0,5% и очень мала при низких плотностях, что и объясняет, почему электроны редко захватываются свободными протонами (см. разд. IV). С этим обстоятельством связан также полученный в [9] результат, что α -частицы имеют заметную концентрацию ($X_\alpha > 0,15$) лишь в очень ограниченных интервалах

Таблица 1

СВОЙСТВА РАВНОВЕСНОЙ СМЕСИ ИЗ НЕЙТРОНОИЗБЫТОЧНЫХ ЯДЕР И СВОБОДНЫХ НЕЙТРОНОВ ПРИ $Y_e = 0,3$ И $S/k = 1,5$, РАСЧИТАННЫЕ НА ОСНОВЕ ТЕОРИИ, РАЗВИТОЙ В [9]

ρ_{13}	T , МэВ	X_n , %	X_p , %	P_b/P_e , %
0,27	3	24	0,006	20
2,1	6	21	0,27	17
5,7	8	15	0,43	15
9,2	9	10	0,37	11

плотностей и энтропий, в основном для значений s от 3 примерно до 6 и только при $\rho < 10^{13}$ г/см³.

В последнем столбце табл. 1 дано отношение давлений барионов (в основном свободных нейтронов) и электронов, которое при всех приведенных комбинациях ρ , T , X_n и X_p оказывается меньше 20%. Поскольку давления электронов, как известно, недостаточно для противодействия гравитационному сжатию, коллапс будет продолжаться до тех пор, пока вещество не сожмется до ядерной плотности [4, 9].

Как только плотность становится близкой к ядерной ($\sim 10^{14}$ г/см³), свойства вещества качественно изменяются. Теперь большая часть пространства оказывается заполненной однородным ядерным веществом (с относительно большим значением Y_e) с вкраплениями в виде «пузырьков», состоящих в основном из нейтронного вещества значительно меньшей плотности (заштрихованная область на рис. 2). При несколько более высоких плотностях (примерно в 1,5 раза) эти пузырьки исчезают и вещество представляет собой уже сплошную однородную ядерную материю. В области образования пузырьков вещество является очень «мягким»: определяемый соотношением (8) показатель адиабаты Γ уменьшается от 1,33 для чистого электронного газа до 1,27.

При еще более высоких плотностях вещество за областью пузырьков, напротив, становится очень жестким, поскольку приобретает важное значение отталкивание между нуклонами. Использованное в [9] взаимодействие Скирма, вероятно, слишком жесткое [4], поскольку для него модуль сжатия обычного ядерного вещества в два раза превышает измеренное значение. В связи с этим в работе [4] давление было взято равным всего 11/23 от давления, принятого в [9], но было сохранено свойство быстрого возрастания давления с увеличением плотности. С учетом электронного давления имеем

$$p = 3,6(\rho/\rho_0)^{2,5} \text{ МэВ/ферми}^3, \quad (21)$$

где $\rho_0 = 0,16$ нуклон/ферми³ = $2,7 \cdot 10^{14}$ г/см³ — стандартная ядерная плотность. Соотношению (21) соответствует $\Gamma = 2,5$. В табл. 2 приве-

Таблица 2

ДАВЛЕНИЕ ПРИ ПЛОТНОСТЯХ, ПРЕВЫШАЮЩИХ ЯДЕРНУЮ ПЛОТНОСТЬ ρ_0 , РАССЧИТАННОЕ НА ОСНОВЕ РАЗВИТОЙ В [9] ТЕОРИИ И ВИДОИЗМЕНЕННОЕ В СООТВЕТСТВИИ С [4] ($Y_e = 0,3$, $s \approx 1,1$)

ρ/ρ_0	P , МэВ/ферми ^{3*}	T , МэВ
1,0	4,1	7,5
1,5	10,2	9,8
2,0	21	11,9
2,5	40	13,8
3,0	68	15,6

* 1 МэВ/ферми³ = $1,6 \cdot 10^{33}$ дин/см².

дены давления и температуры, типичные для сверхъядерных плотностей. В полное значение энтропии $s = 1,1$ ядерная материя вносит примерно 1,0, а электроны — 0,1.

Такие высокие давления и большое Γ вполне достаточны, чтобы остановить падение вещества. По оценке [4] падение должно прекратиться при трехкратной ядерной плотности $8 \cdot 10^{14}$ г/см³. В расчете Уилсона на ЭВМ [16] была достигнута максимальная плотность $3,3 \cdot 10^{14}$ г/см³. Мы считаем, что более высокая максимальная плотность ближе к истине. Однако точный вид уравнения состояния при сверхъядерных плотностях не очень существен для последующего [11].

После прохождения вещества через ударную волну (разд. VII) энтропия значительно возрастает, достигая типичного значения $s = 7$ [16]. К счастью, ударная волна эффективно воздействует только на области, где $\rho \lesssim 10^{13}$ г/см³ и уравнение состояния известно довольно хорошо. На рис. 2 видно, что в таких условиях за фронтом ударной волны ядра почти полностью диссоциируют на нуклоны, а температура оказывается порядка 10 МэВ и даже больше.

VII. ГЕНЕРАЦИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ*

Когда плотность вещества в центре звезды становится выше ядерной плотности, по звезде наружу начинает распространяться волна сжатия. Однако, как отмечалось в разд. III, волна сжатия не может пройти через определяемую условием (11) звуковую точку, пока скорость и плотность остаются в ней непрерывными. Чтобы оперировать при обсуждении вполне определенными численными значениями, воспользуемся данными расчета Уилсона из его «мюнхенского расчета» [16]. Эти расчеты — единственные, в которых было использовано уравнение состояния, похожее на полученное в работе [9], и одновременно гравитационный коллапс был прослежен достаточно далеко.

Согласно расчетам Уилсона, звуковая точка располагается на расстоянии от центра

$$r_1 = 27,5 \text{ км}, \quad (22)$$

внутри этого радиуса сначала заключена масса $M_1 = 0,77 M_{\odot}$. Этот радиус практически определяет размер описанного в разд. III гомологичного ядра. На рис. 3 представлены полученные Уилсоном пространственные распределения скорости в три различные момента времени. В момент I при $r_1 = 27,5$ км начинает формироваться скачок скорости

* Основное содержание этого и следующего разделов есть результат сотрудничества автора с Дж. Брауном в феврале — марте 1980 г. в Институте теоретической физики при Калифорнийском университете в Санта-Барбара (шт. Калифорния). Важный вклад внесли также Г. Бейм, Д. Арнетт, Дж. Латтимер, Дж. Эплгейт, А. Яхил и другие.

(ударный фронт). По прошествии 0,5 мс (момент II) скачок все еще находится на $r_1 = 27,5$ км и только еще через 0,9 мс (момент III) ударная волна заметно перемещается наружу — до $r = 75$ км.

Хотя звуковые сигналы не могут проходить наружу сквозь звуковую точку, вещество все же может проникать через нее к центру звезды. Так, к моменту II (рис. 3) дополнительно поступило $0,17 M_{\odot}$ вещества, обладающего заметной кинетической энергией. Исходное гомологичное ядро массой $0,77 M_{\odot}$ сжимается до минимального радиуса

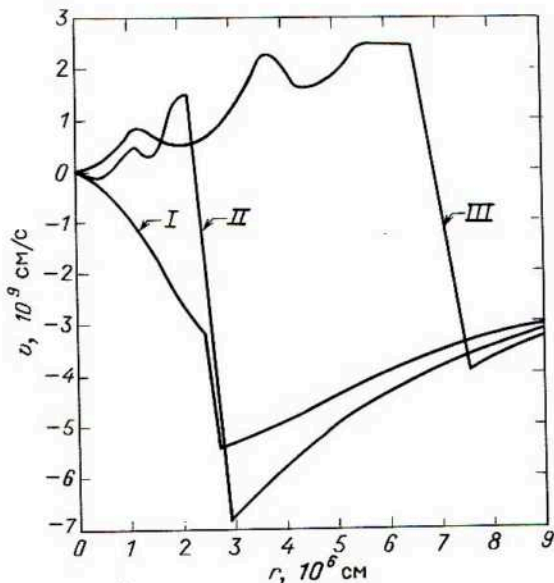
$$r_2 = 17 \text{ км} = 0,62r_1. \quad (22a)$$

Время сжатия от r_1 до r_2 составляет около 0,8 мс, поэтому средняя скорость границы гомологичного ядра равна $1,3 \cdot 10^9$ см/с, что хорошо согласуется с ее начальной скоростью $|u_1| = 2,6 \cdot 10^9$ см/с.

Поскольку $r_2 > 0,5r_1$, средняя скорость распространения наружу волны сжатия, очевидно, больше скорости падения и равна примерно $5/3$ от нее. Такая оценка скорости распространения волны сжатия выглядит вполне приемлемой. К сожалению, выдачи промежуточных результатов расчета на ЭВМ слишком редки, чтобы можно было ее проверить.

Волна сжатия останавливает сначала падение самых внутренних

Рис. 3. Распределение скорости вдоль радиуса для трех моментов времени из расчетов Уилсона [16]. Моменты II и III наступают соответственно через 0,49 и 1,44 мс после момента I. Ударная волна возникает в момент I и, оставаясь неподвижной вплоть до момента II, затем быстро перемещается в наружном направлении. (С любезного разрешения Уилсона и Нью-Йоркской академии наук.)



слоев, затем сжатие всего гомологичного ядра M_1 (ср. с разд. III) и, наконец, всего вещества внутри от звуковой точки r_1 . Она даже придает этому веществу небольшую положительную скорость (кривая II на рис. 3). Весь этот процесс завершается значительным нарастанием давления в центральной части звезды, чему во многом способствует невозможность распространения избытка давления через звуковую точку. В результате можно ожидать возникновения скачка давления с повышенным давлением во внутренних слоях звезды и с более низким снаружи, т.е. условий, необходимых для образования ударной волны. Именно скачок давления p приводит к скачку скорости на рис. 3 скачку скорости u . Вещество с внутренней стороны от скачка медленно движется наружу, тогда как внешние слои еще продолжают быстро приближаться к центру. Этим объясняется, почему ударная волна возникает вблизи звуковой точки, т.е. на краю гомологичного ядра, а не вблизи центра звезды.

С точки зрения наблюдателя, движущегося с ударной волной, разреженное вещество из внешних слоев проходит через волну, сильно нагревается и его плотность возрастает в 4–7 раз. Из приведенного выше обсуждения следует, что таким способом может разогреться лишь вещество с внешней стороны от гомологичного ядра, тогда как само ядро не нагревается* и характеризуется первоначальной низкой энтропией $s \leq 1,5$.

Ударная волна вызывает также скачок скорости, который и показан на рис. 3. Обозначим индексом 1 вещество перед фронтом ударной волны, а индексом 2 — за ее фронтом. Тогда соотношение Гюгоньо запишется в виде

$$(u_2 - u_1)^2 = (p_2 - p_1)(1/\rho_1 - 1/\rho_2). \quad (23)$$

Если ρ_1 задано и можно оценить (хотя бы грубо) отношение ρ_2/ρ_1 , то выражением (23) можно воспользоваться для вычисления p_2 (в особенности, если учесть, что в сильной ударной волне $p_1 \ll p_2$). Изменение внутренней энергии на единицу массы равно

$$E_2 - E_1 = 1/2(p_2 + p_1)(1/\rho_1 - 1/\rho_2) \approx 1/2(u_2 - u_1)^2, \quad (23a)$$

где принято во внимание, что $p_1 \ll p_2$. Таким образом, прирост внутренней энергии оказывается почти точно равным кинетической энергии прошедшего через ударную волну вещества в системе координат, в которой вещество перед волной покоится. Соотношение (23a) можно ис-

* Расчеты Уилсона [16] в этом отношении не точны. Согласно [16], в момент $t = 300$ мс, т.е. через 37 мс после возникновения ударной волны, $s = 3,6$ на границе гомологичного ядра по сравнению с $s = 1,46$ в момент $t = 263$ мс. Это объясняется тем, что в расчетах для описания ударной волны был использован метод фиктивной вязкости, которая способствует интенсивному проникновению в гомологичное ядро тепла, выделяемого в ударной волне. Таким образом, в расчетах Уилсона гомологичное ядро получило слишком много тепла, что ослабило ударную волну.

пользовать для вычисления температуры за фронтом ударной волны.

Скорость самой ударной волны относительно вещества перед ее фронтом равна

$$U = (u_2 - u_1)\rho_2 / (\rho_2 - \rho_1), \quad (24)$$

а ее абсолютная скорость (относительно центра звезды)

$$U' \equiv U + u_1 = (u_2\rho_2 - u_1\rho_1) / (\rho_2 - \rho_1). \quad (24a)$$

Отсюда следует, что ударная волна начинает двигаться наружу, когда

$$u_2 = u_1\rho_1 / \rho_2. \quad (24б)$$

Для сильной ударной волны в среде, в которой основной вклад в полное давление вносит тепловое давление нерелятивистских частиц (нуклонов), выполняется $\rho_2 / \rho_1 \approx 4$, и поэтому в соответствии с формулой (24б) $u_2 = u_1/4$. Таким образом, ударная волна начинает перемещаться наружу, когда вещество с внутренней стороны от нее все еще продолжает двигаться к центру звезды*. Это происходит где-то между моментами I и II на рис. 3.

После момента II движение ударной волны наружу становится довольно быстрым: за время 0,95 мс между моментами II и III ударная волна перемещается от радиуса, равного 27,5 км, до 75 км со средней скоростью

$$U'_{av} = 47,5 \text{ км} / 0,95 \text{ мс} = 5 \cdot 10^9 \text{ см/с}. \quad (25)$$

Средняя скорость падения вещества перед ударной волной равна

$$u_{1av} = -5,6 \cdot 10^9 \text{ см/с}, \quad (25a)$$

что дает

$$U = 10,6 \cdot 10^9 \text{ см/с}, \quad (25б)$$

$$u_2 - u_1 = 3/4 U = 8,0 \cdot 10^9 \text{ см/с}, \quad (25в)$$

$$E_2 - E_1 = 1/2 (u_2 - u_1)^2 = 32 \cdot 10^{18} \text{ эрг/г} = 33 \text{ МэВ/нуклон}. \quad (25г)$$

Около 1/3 этого прироста энергии приходится на легкие частицы (электроны, нейтрино, гамма-кванты) и примерно 7 МэВ затрачивается на диссоциацию ядер на нуклоны. Если рассматривать оставшиеся 16 МэВ как энергию теплового движения нуклонов, то соответствующая температура составит 11 МэВ, что примерно равно температуре из расчета Уилсона в момент II.

Как отметили Лихтенштадт и др. [11], высокая температура за

* Стационарную, а также движущуюся внутрь (сходящуюся) ударную волну часто называют аккреционной ударной волной. Мы, однако, считаем, что отличие аккреционной ударной волны от движущейся наружу (расходящейся) ударной волны не определено достаточно четко.

фронтом ударной волны существенно влияет на ее распространение. Они обратили внимание, что величина

$$\gamma - 1 = p/\rho E \quad (26)$$

составляет $1/3$ для релятивистского газа, тогда как для тепловой энергии нерелятивистского газа (для нуклонов) она равна $2/3$. Таким образом, если газ горячий и нерелятивистский, то сообщаемая ему энергия приводит к более высокому давлению и тем самым ускоряет движение ударной волны.

VIII. ЭНЕРГИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

Оценим теперь энергию, которая первоначально сообщается ударной волне. Один из способов такой оценки состоит в следующем. Сначала складываются кинетические энергии гомологичного ядра и вещества, присоединившегося к нему до образования ударной волны, т.е. до момента I. Масса присоединившегося вещества составляет примерно $0,12 M_{\odot}$. Из полученной таким образом суммарной кинетической энергии необходимо вычесть такую же суммарную кинетическую энергию, но взятую в момент расширения всего рассматриваемого вещества. Здесь нужно позаботиться о том, чтобы эти два момента времени соответствовали одному и тому же радиусу гомологичного ядра, иначе необходимо учитывать большие поправки на гравитационную энергию. Момент III на рис. 3 примерно соответствует времени, когда радиус ядра возвращается к своему первоначальному значению, т.е. к радиусу звуковой точки, равному $27,5$ км. Присоединившееся вещество ($0,12 M_{\odot}$) находится в момент III на расстоянии 32 км от центра, несколько меньшем начального ($35,6$ км); поэтому его гравитационная энергия несколько меньше, что однако частично компенсируется более высокой энергией вырожденных электронов. Как уже неоднократно подчеркивалось, энтропия увеличившегося ядра сохраняется, поскольку ударная волна возникает снаружи от него и его тепловая энергия остается неизменной. В результате уменьшение энергии ядра равно работе, которую выросшее ядро совершает над внешним веществом, а это и есть не что иное, как начальная энергия ударной волны.

Результаты подсчета энергии ударной волны представлены в табл. 3. Интересно, что присоединившаяся к гомологичному ядру масса $0,12 M_{\odot}$ вносит в общий баланс больше кинетической энергии, чем само первоначальное ядро. Это объясняется тем, что скорость вещества в момент его присоединения близка к скорости свободного падения (соотношение (12 в)). Поправка на гравитационную энергию присоединившегося вещества довольно мала. Полная переданная ударной волне энергия

$$E_{in} = 3,8 \cdot 10^{51} \text{ эрг.} \quad (27)$$

Сравнивая это значение с энергией на единицу массы (формула

(25 г)), находим начальную массу вещества, связанного с ударной волной,

$$M_{in} = 0,12 \cdot 10^{33} \text{ г} = 0,06 M_{\odot}, \quad (27a)$$

что примерно равно количеству вещества, прошедшего через ударную волну к моменту II.

Другой способ оценки энергии ударной волны состоит в вычислении работы $\int pdV$, совершенной гомологичным ядром над его внешним окружением. К сожалению, вследствие малого числа выдач в мюнхенских расчетах Уилсона здесь приходится довольствоваться лишь грубой оценкой. Все же лучшая оценка показывает, что работа, совершенная за время между моментом, соответствующим минимальному размеру ядра (незадолго до момента II), и моментом III, близка к оценке (27).

У читателя может возникнуть подозрение, что мы пытаемся получить нечто из ничего: ведь ядро сначала сжимается от радиуса 27 км до радиуса 17 км, а затем расширяется снова до 27 км. Дело в том, что в фазе расширения волна сжатия уже выходит на поверхность гомологичного ядра и поэтому давление при заданном r значительно больше, чем в фазе сжатия. Если рассмотреть слой вещества снаружи от ядра, то разность давлений окажется еще больше. Когда этот слой проходит через некоторую поверхность радиуса r при своем движении к центру звезды, он имеет большую кинетическую, а следовательно, малую внутреннюю энергию ϵ . К тому же величина $\gamma - 1$ возрастает от $1/3$ до примерно $2/3$, и поэтому давление в этом слое значительно выше, когда он движется наружу.

Таблица 3

ЭНЕРГИЯ УДАРНОЙ ВОЛНЫ (В 10^{51} ЭРГ) ПО ДЖ. БРАВНУ

	Начальная энергия	Конечная энергия	Уменьшение энергии
Кинетическая энергия гомологичного ядра	1,69	0,21	1,48
Кинетическая энергия присоединившейся массы $0,12 M_{\odot}$	2,24	0,09	2,15
Сумма гравитационной энергии и внутренней энергии электронного газа для $0,12 M_{\odot}$	-1,75	-1,58	0,17
Полная энергия ударной волны к моменту II			3,8
Кинетическая энергия последующих $0,185 M_{\odot}$			4,8
			8,6
Энергия, необходимая для распада $0,185 M_{\odot}$ на нуклоны			-2,5
Тепловая энергия в момент III			- 6,1

По мере продвижения ударная волна приобретает дополнительную энергию, поскольку вещество обладает большей кинетической энергией, когда оно падает, чем впоследствии, когда оно начинает двигаться наружу за фронтом ударной волны. Это ясно демонстрирует кривая III на рис. 3. При составлении табл. 3 были учтены рассчитанные Дж. Брауном (он тоже пользовался мюнхенскими расчетами Уилсона) кинетическая энергия, сообщенная ударной волне веществом массой $0,185 M_{\odot}$ (которое прошло через ударный фронт к моменту III), и кинетическая энергия, установившаяся в этом же веществе после прохождения фронта. Приобретенная энергия, равная разности этих кинетических энергий, составляет почти $5 \cdot 10^{51}$ эрг. Однако за фронтом ударной волны атомные ядра распадаются на нуклоны. Приняв для энергии распада 7 МэВ/нуклон , находим, что на разрушение $0,185 M_{\odot}$ вещества затрачивается $2,6 \cdot 10^{51}$ эрг. В конечном счете к моменту III тепловая энергия в ударной волне оказывается равной $6,1 \cdot 10^{51}$ эрг.

Со временем тепловая энергия ударной волны уменьшается, и когда волна достигает уровня, соответствующего массе $1,01 M_{\odot}$, разность между кинетическими энергиями падающего и расширяющегося вещества становится недостаточной для восполнения затрат энергии на распад ядра. Однако ударная волна не затухает полностью, как утверждали некоторые авторы. Как только температура за фронтом ударной волны снижается до $1,5 \text{ МэВ}$, атомные ядра перестают распадаться на нуклоны. Поэтому тепловая энергия, запасенная в электронах, γ -излучении и ядрах, не будет расходоваться на распад ядер и будет способствовать дальнейшему продвижению ударной волны.

Имеются некоторые указания на то, что из уравнения состояния, приведенного в [9], следует более высокая энергия ударной волны, чем из расчетов Уилсона. Однако для последующего обсуждения мы примем энергию ударной волны, отвечающую расчетам Уилсона, т. е. равную примерно $6 \cdot 10^{51}$ эрг.

Эплгейт привел аргумент в пользу того, что кинетическая энергия падающего вещества, а следовательно, и энергия ударной волны до некоторой степени нечувствительны к интенсивности электронных захватов. Как мы видели в разд. III (см. в особенности соотношение (10)), кинетическая энергия составляет некоторую долю от гравитационной энергии и тем самым оказывается в первом приближении пропорциональной изменению Y_e :

$$E_k \sim E_{\text{gr}}(Y_e^{\text{in}} - Y_e^{\text{fin}}). \quad (28)$$

Гравитационная энергия в свою очередь равна

$$E_{\text{gr}} \sim GM_{\text{HC}}^2/R_{\text{st}}, \quad (28a)$$

где M_{HC} — масса гомологичного ядра, а R_{st} — его радиус в момент прекращения коллапса. Поскольку коллапс прекращается в тот момент, когда плотность достигает определенного значения (в центре звезды →

примерно ядерной плотности), следует ожидать, что

$$R_{st} \sim M_{HC}^{1/3}, \quad (28б)$$

$$E_{gr} \sim M_{HC}^{5/3}. \quad (28в)$$

Согласно соотношению (5), M_{HC} пропорционально $(Y_e^{fin})^2$, и поэтому

$$E_{sh} \sim E_k \sim (Y_e^{fin})^{10/3} (Y_e^{in} - Y_e^{fin}). \quad (29)$$

Это выражение максимально при

$$Y_e^{fin} / Y_e^{in} = 10/13, \quad (29а)$$

что близко к действительному конечному значению Y_e . Вблизи максимума правая часть формулы (29) нечувствительна к Y_e^{fin} .

IX. НЕЙТРИННЫЕ ПОТЕРИ

При высоких температурах электрон-позитронные пары с большой скоростью превращаются в нейтрино-антинейтринные пары

$$e^+ + e^- = \nu + \bar{\nu}. \quad (30)$$

Суммарная скорость выделения энергии в виде ν и $\bar{\nu}$ в реакции (30) была рассчитана в работах [2, 7, 13] и равна

$$Q = 1,0 \cdot 10^{25} T^9 (1 + 0,20n) \text{ эрг}/(\text{см}^3 \cdot \text{с}). \quad (30а)$$

Значение Q медленно уменьшается с увеличением μ_e/T [3]. Здесь T измеряется в мегаэлектронвольтах, а n — число видов маломассивных нейтрино, отличных от электронных нейтрино. Мы принимаем $n = 2$ (мюонные и τ -нейтрино).

При $T = 10$ МэВ величина Q огромна, в результате чего свободные квантовые состояния ν и $\bar{\nu}$ быстро заполняются, и реакция (30) начинает с заметной скоростью идти в обратном направлении. Скорость заполнения квантовых состояний для электронных нейтрино равна

$$\kappa = 0,078 T^5 \text{ с}^{-1}, \quad (30б)$$

а для мюонных и τ -нейтрино она раз в пять меньше. Поскольку характерные времена равны по порядку величины миллисекундам, термодинамическое равновесие между ν_e и e устанавливается при температурах, превышающих

$$T_e = 6,6 \text{ МэВ}, \quad (30в)$$

а равновесие между ν_μ и e — при

$$T_\mu = 8,7 \text{ МэВ}. \quad (30г)$$

Можно ожидать, что при $T > T_e$ эмиссия нейтрино (как ν_e , так и $\bar{\nu}_e$) с фронта ударной волны подобна излучению абсолютно черного тела.

Однако это не имеет места до тех пор, пока плотность с внешней стороны от ударной волны превышает 10^{11} г/см³. Дело в том, что нейтрино рассеиваются назад, в сторону ударного фронта тем же самым механизмом, который приводит к их удержанию (разд. V). Кроме того, диффузия нейтрино за фронтом ударной волны несколько подавлена, несмотря на то что последний множитель в формуле (17) в этом случае отсутствует. Предельная плотность оказывается теперь порядка 10^{11} г/см³, а не 10^{12} г/см³, как в разд. V; средняя длина свободного пробега нейтрино λ_ν должна теперь быть сравнима с радиусом ударной волны, тогда как для начального удержания нейтрино требовалось, чтобы она была в 20 раз меньше [3].

Эмиссия нейтрино была рассчитана Бете и др. [3] при упрощающем предположении о массе звезды, заключенной в сфере радиуса r , на поверхности которой в данный момент находится ударная волна. Авторы этой работы также предположили, что температура однородна с внутренней стороны от ударного фронта при любом значении его радиуса. Основные результаты этой работы приведены в табл. 4. «Открытие клапана» подразумевает момент времени, когда средняя длина свободного пробега нейтрино становится достаточно большой, чтобы стала возможна эмиссия нейтрино по закону излучения абсолютно черного тела. В табл. 4 приведены значения температуры и радиуса ударной волны для этого момента времени. Видно, что температура сравнима с равновесной температурой T_e из формулы (30в), поэтому после «открытия клапана» электронные нейтрино продолжают покидать звезду в виде равновесного излучения до тех пор, пока их запас не истощится окончательно. Мюонные и τ -нейтрино становятся неравновесными еще до того, как «открывается клапан», вследствие чего интенсивность их излучения ниже, чем абсолютно черного тела. Полная энергия нейтринного излучения сильно зависит от начальной энергии E_{in} ударной волны. Однако конечная энергия ударной волны E_{fin} относительно нечувствительна к E_{in} . При $E_{in} = 6 \cdot 10^{51}$ эрг (табл. 3) имеем

$$E_{fin} = 3,8 \cdot 10^{51} \text{ эрг.} \quad (31)$$

Согласно табл. 4, момент «открытия клапана» в первом приближении совпадает с моментом III (рис. 4), для которого радиус ударной волны составляет 76 км, а сама ударная волна приобретает максимальную энергию (табл. 3) (в случае пренебрежения нейтринными потерями).

Таблица 4

НЕЙТРИННОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ (В 10^{51} ЭРГ)

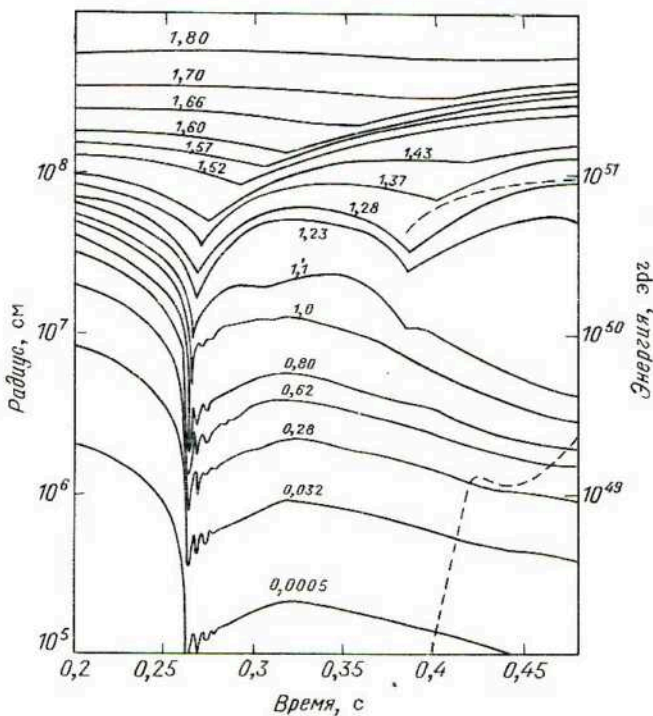
Начальная энергия ударной волны	3,0	4,7	7,3
«Открытие клапана», температура, МэВ	5,6	6,4	7,1
«Открытие клапана», радиус, км	63	72	80
Потери энергии в виде нейтрино	0,53	1,43	3,3
E_{in}/E_{fin}	1,21	1,44	1,81

После этого момента имеют место дополнительные потери энергии на распад атомных ядер (см. разд. VIII). Оценка конечной энергии ударной волны с учетом распада ядер дает

$$E_{\text{diss}} = 2 \cdot 10^{51} - 2,5 \cdot 10^{51} \text{ эрг.} \quad (31a)$$

«Клапан» в табл. 4 относится также и к эмиссии тех нейтрино, которые были первоначально «удержаны» в ядре звезды (разд. V). Выше подчеркивалось, что плотность перед фронтом ударной волны в момент «открытия клапана» равна примерно 10^{11} г/см^3 , а за фронтом волны — около $5 \cdot 10^{11} \text{ г/см}^3$. При такой низкой плотности β -равновесие (разд. IV) для свободных нуклонов сдвигается в сторону повышенной

Рис. 4. Движение различных массовых слоев по расчетам Уилсона [16]. У кривых указаны значения массы (в солнечных единицах), заключенной между рассматриваемым слоем и центром звезды. Верхняя штриховая кривая показывает превышение суммы кинетической и внутренней энергий над гравитационной энергией для всего вещества, движущегося наружу, а нижняя кривая — превышение над гравитационной энергией лишь кинетической энергии того же вещества. Образование ударной волны начинается при $t \approx 0,2632$. После этого возникают быстрые осцилляции ядра звезды (кривая, соответствующая массе 0,80), за которыми следует расширение. (С любезного разрешения Уилсона и Нью-Йоркской академии наук.)



концентрации протонов [14] с типичным значением $Y_p = 0,35 - 0,40$. Таким образом, возникновение условий, в которых нейтрино получают возможность покинуть звезду, не приводит к сколько-нибудь заметным потерям энергии в виде нейтринного излучения. Не происходит также и массового захвата электронов.



как можно было бы naивно ожидать. Доля протонов при этом остается примерно такой же, как в момент удержания нейтрино.

Для выхода нейтрино из гомологичного ядра требуется большое время — около 100 мс (разд. V). Этот процесс оказывает некоторое влияние на динамику ядра (рис. 4), но не влияет заметным образом на ударную волну, которая к этому времени находится на расстоянии несколько тысяч километров.

X. УДАРНАЯ ВОЛНА И ГРАВИТАЦИЯ

За фронтом ударной волны вещество сначала приобретает значительную скорость наружу. Это видно, например, на рис. 4, на котором изображены зависимости положений различных слоев от времени. Затем вещество замедляется под действием силы тяжести и, по крайней мере для внутренних областей звезды, через некоторое время приходит в состояние покоя. Так, например, слой вещества, соответствующий массе $0,80 M_\odot$, останавливается в момент $t = 0,323$ с, а слой $1,28 M_\odot$ — при $t = 0,328$ с. (Последующее движение этих слоев к центру в основном вызвано продолжающимся действием силы тяжести и отчасти уходом нейтрино из гомологичного ядра, что однако выходит за рамки нашего обсуждения.)

Если предположить, что заметный градиент давления отсутствует, то кинетическая энергия, приобретенная веществом в ударной волне, должна быть равна приращению гравитационной потенциальной энергии при движении вещества от места прохождения его через ударную волну до точки максимального удаления. В табл. 5 представлены результаты проверки этого предположения для слоя, соответствующего массе $M = 1,28 M_\odot$. Подсчитывалась кинетическая энергия и бралось ее максимальное значение в машинных вычислениях, которое достигается не в момент прихода ударной волны к слою, а на 1,4 мс позже. Это связано с эффектом размывания ударной волны искусственной вязкостью в численных расчетах. Гравитационная энергия (на единицу массы) в этом же слое равна, естественно,

$$-GM/r, \quad M = 1,28 M_\odot.$$

Прирост гравитационной энергии слегка превышает начальную кинетическую энергию слоя. Это указывает на присутствие некоторого градиента давления, выталкивающего вещество наружу, что представляется вполне разумным.

Применим теперь аналогичные рассуждения для нахождения значений M и r , при которых ударная волна сообщает веществу кинетическую энергию, достаточную, чтобы покинуть звезду. Однако скорость вещества за ударной волной определим другим способом, который позволяет выявить ее зависимость от полной энергии ударной волны E . Предположим, что эта энергия равномерно распределена по объему, охватываемому фронтом ударной волны. Тогда для плотности энергии будем иметь

$$W_2 = E / (4\pi/3) r_s^3. \quad (32)$$

Это выражение, вероятно, завышает плотность энергии вблизи фронта ударной волны. Однако мы сразу же сделаем два дополнительных компенсирующих этот эффект предположения. Давление выражается через плотность энергии следующим образом:

$$p_2 = (\gamma - 1) W_2. \quad (32a)$$

Примем $\gamma - 1 = 1/3$ — значение, соответствующее релятивистскому газу из электронов и фотонов. Именно в них заключена в основном энергия, когда ударная волна находится на рассматриваемых здесь больших расстояниях (1000 км). Но некоторая часть тепловой энергии все же приходится на нерелятивистские нуклоны, и поэтому значение $\gamma - 1 = 1/3$, по видимому, занижено.

Соотношение Гюгоньо (23) в случае $p_2 \gg p_1$ дает

$$\begin{aligned} (u_2 - u_1)^2 &= (p_2/p_1)(1 - p_1/p_2) = 2(p_2/p_1)/(\gamma + 1) = \\ &= 2[(\gamma - 1)/(\gamma + 1)] W_2/p_1 = {}^2/7 W_2/p_1. \end{aligned} \quad (33)$$

Последнее равенство в (33) записано для $\gamma = 4/3$. Воспользуемся выраже-

Таблица 5

ГРАВИТАЦИОННОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ЗА ФРОНТОМ УДАРНОЙ ВОЛНЫ ДЛЯ СЛОЯ, СООТВЕТСТВУЮЩЕГО МАССЕ $1,28 M_{\odot}$, ПО ДАННЫМ РАСЧЕТА ДЖ УИЛСОНА

	t^* , мс	R , км	u , 10^9 см/с	E , 10^{18} эрг/г
Приход ударной волны	267,7	215,9	0	
Максимальная скорость	269,1	240,0	2,538	
Максимальный подъем	328	611	0	
Кинетическая энергия при максимальной скорости				3,23
Гравитационная энергия при максимальной скорости				-7,1
Гравитационная энергия при максимальном удалении				-2,8
Разность				4,3

* Начало отсчета времени выбрано Уилсоном произвольно.

нием (6) при $C = 2,5$ для ρ_1 и подставим (32), тогда

$$(u_2 - u_1)^2 = 2,7 \cdot 10^{18} E_{51} \text{ эрг/г}, \quad (34)$$

где E_{51} — энергия ударной волны в единицах 10^{51} эрг. Эта формула замечательна тем, что она, во-первых, очень проста и, во вторых, в нее не входит радиус ударной волны r_s . В связи с этим уместно напомнить, что еще Седов отметил постоянство скорости ударной волны в случае, когда плотность газа изменяется пропорционально $1/r^3$.

Для определения u_1 воспользуемся результатами расчета Уилсона. Для расстояний порядка 1000 км формулы, подобные (12), малоприменимы. Удовлетворительную аппроксимацию дает выражение

$$u_1 = -0,7 \cdot 10^9 / r_8 \text{ см/с}, \quad (34a)$$

хотя произведение $u_1 r$ имеет небольшую тенденцию расти со временем и уменьшаться с уменьшением r . Вычислим скорость u_2 по формулам (34) и (34a) и затем сравним ее со скоростью убегания

$$v_{\text{esc}}^2 = 2GM/r = (2,65M/M_{\odot}r_8) 10^{18} \text{ см}^2/\text{с}^2. \quad (35)$$

Если $u_2 = v_{\text{esc}}$, то ускоренное ударной волной вещество сможет покинуть гравитационное поле звезды.

Результаты подобных вычислений представлены в табл. 6. Масса центрального звездного остатка заключена между 1,5 и 1,6 M_{\odot} и нечувствительна к энергии ударной волны (в рассматриваемом нами интервале $2 \cdot 10^{51} - 4 \cdot 10^{51}$ эрг). Она определяется в первую очередь физическими условиями в недрах предсверхновой поэтому близка к чандрасекаровскому пределу. Эта масса заметно меньше предельной массы нейтронной звезды [12], которая для разумных уравнений состояния нейтронного вещества равна 1,7–2 M_{\odot} . Она также находится в пределах наблюдаемых масс нейтронных звезд.

Положив $u_2 = v_{\text{esc}}$, мы имели в виду, что вещество, приобретая скорость в ударной волне, не ускоряется в дальнейшем градиентом давления. Это предположение соответствует приближению, использованному при выводе формулы (32), т. е. однородному распределению энергии за фронтом ударной волны. Хотя приближенная формула (32) дает, по-ви-

Таблица 6

ГРАНИЦА РАЗДЕЛА МЕЖДУ СБРАСЫВАЕМОЙ ОБОЛОЧКОЙ
И НЕРАЗЛЕТАЮЩИМ ОСТАТКОМ

Энергия ударной волны 10^{51} эрг	Масса, M_{\odot}	Радиус, км
2,0	1,596	1330
2,5	1,557	1080
3	1,528	930
4	1,485	730

димому, завышенное значение разности $u_2 - u_1$, но сделанное здесь новое предположение об отсутствии градиента давления, напротив, приводит к занижению значения скорости, которую веществу удается сохранить после торможения в гравитационном поле. По этой причине мы считаем наши оценки, приведенные в табл. 6, разумными. Совершенно ясно, что эти оценки носят предварительный характер и они полезны, пока не будут проведены во всех отношениях удовлетворительные расчеты на ЭВМ.

Основываясь на своих машинных расчетах, Уилсон еще раньше оценил значение массы, при которой звезда разделяется на сброшенную оболочку и плотный остаток, и получил для нее примерно такие же значения, как и табл. 6. Нет нужды беспокоиться о судьбе вещества, расположенного снаружи от границы раздела. Это вещество должно приобретать еще более высокую, чем u_2 , скорость при меньшей скорости отрыва удаленных слоев. Необязательно также, чтобы расположенные при $M \approx 1,5 M_{\odot}$ слои подталкивали вышележащее вещество, — для его выброса вполне достаточно одной лишь ударной волны.

Разделение звезды на ядро и оболочку происходит при радиусе ударной волны примерно 1000 км. Это разделение, конечно, не будет сразу выглядеть как осязаемый разрыв в распределении плотности по радиусу. Только после того как вещество удалится на значительно большее расстояние от центра, внутренняя часть звезды начнет спадать к центру под действием силы тяжести, а вещество за границей раздела будет продолжать удаляться от звезды. Возвращающееся к центру вещество в процессе падения вновь приобретает высокую скорость. Вся масса, заключенная с внутренней стороны от границы раздела, должна обладать значительным избытком энергии, который будет постепенно излучаться в виде нейтрино. Однако эти нейтрино вряд ли окажут сколько-нибудь заметное влияние на сбрасываемую оболочку звезды, которая к этому моменту становится очень разреженной.

Мы показали, что ударная волна сама по себе, без помощи нейтрино и в отсутствие какого-либо отклонения от сферической симметрии, может объяснить явление вспышки сверхновой, т.е. процесс разделения звезды на остаток в виде нейтронной звезды массой около $1,5 M_{\odot}$ и массивную сброшенную оболочку. Конечная энергия возникающей при вспышке ударной волны нечувствительна к деталям коллапса, таким, как, например, степень нейтронизации вещества, а масса остатка в виде нейтронной звезды в свою очередь нечувствительна к энергии ударной волны.

Я хочу поблагодарить Дж. Брауна за многие изложенные здесь идеи и результаты вычислений, а также за полезные замечания по содержанию данной работы.

Примечание при корректуре. Мне стало известно, что Уилсон [16] в своих расчетах не учел энергию распада атомных ядер должным обра-

зом. Поэтому сделанные нами выводы, и особенно численные значения в табл. 6, возможно, нуждаются в пересмотре.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnett W.D. *Astrophys. J.*, **218**, 815, 1977.
2. Beaudet G., Petrosian V., Salpeter E.E. *Astrophys. J.*, **150**, 979, 1967.
3. Bethe H.A., Applegate J.H., Brown G.E. *Astrophys. J.*, **241**, 343, 1980.
4. Bethe H.A., Brown G.E., Applegate J.H., Lattimer J.M. *Nucl. Phys. A*, **324**, 487, 1979.
5. Bohr A., Mottelson B.R. *Nuclear Structure*, vol. I, New York, Benjamin, 1969. [Имеется перевод: Бор О., Моттelson Б. Структура атомного ядра—М.: Мир, 1971, т. I].
6. Burbidge E.M., Burbidge G.R., Fowler W.A., Hoyle F. *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, 1957.
7. Dicus D.A. *Phys. Rev. D*, **6**, 941, 1972.
8. Goldreich P., Weber S. *Astrophys. J.*, **238**, 991, 1980.
9. Lamb D.Q., Lattimer J.M., Pethick C.J., Ravenhall D.G. *Phys. Rev. Letters*, **41**, 1623, 1978.
10. Lamb D.Q., Pethick C.J. *Phys. Rev. Letters*, **28**, 978, 1972.
11. Lichtenstadt I., Sack N., Bludman S.A. *Astrophys. J.*, **237**, 903, 1980.
12. Malone R.C., Johnson M.B., Bethe H.A. *Astrophys. J.*, **199**, 741, 1975.
13. Soyeur M., Brown G.E. *Nucl. Phys. A*, **324**, 464, 1979.
14. Tubbs D.L., Koonin S.E. *Astrophys. J. Letters*, **232**, L59, 1979.
15. Weaver T.A., Zimmerman G.B., Woosley S.E. *Astrophys. J.*, **225**, 1021, 1978.
16. Wilson J. In *Ninth Texas Symposium on Relativistic Astrophysics*, eds. Ehlers J., Perry J.J., Walker M., *Ann. N.Y. Acad. Sci.*, **336**, 358, 1980.

ЯДЕРНАЯ ТЕОРИЯ НОВЫХ

Дж. У. Труран

I. ВВЕДЕНИЕ

Термоядерная модель вспышки классической новой дает наглядный пример того, как ядерная физика помогает объяснять различные астрофизические явления. В данном случае особенности CNO-цикла реакций горения водорода, впервые отождествленные Бете [7] и Вейцекером [56] и в дальнейшем прошедшие тщательную экспериментальную проверку в Радиационной лаборатории Келлога, накладывают серьезные ограничения на энергетику ранних решающих стадий, предшествующих вспышке, и тем самым позволяют установить физическую основу различия между «медленными» и «быстрыми» новыми. С началом вспышки реакции CNO-цикла в тонких слоях на поверхности вырожденных ядер (белых карликов) определяют основные характеристики новых во время вспышки.

Тема этой главы — описание вспышки классической новой с помощью этих последовательностей реакций. Картина вспышки новой, вытекающая из рассмотрения термоядерных реакций, представлена в следующем разделе. Эволюция новой после вспышки и ее связь с общепринятой «гидростатической» эволюцией предшественников белых карликов рассматривается в разд. III. Роль CNO-цикла в определении различия между быстрыми и медленными новыми анализируется в разд. IV. Везде, где это возможно, приводится обзор данных наблюдений для вывода критериев (а также граничных условий), характеризующих систему новой. В заключительном разделе обсуждается, каким образом в рамках теории эволюции новой (вытекающей из термоядерной модели вспышек) можно объяснить ряд вопросов, таких, как механизм вспышек повторных новых, природа предшественников сверхновых I типа и эволюция центральных звезд планетарных туманностей.

II. ВСПЫШКА НОВОЙ

В настоящее время общепринято, что вспышки классических новых связаны с белыми карликами — компонентами тесных двойных систем. Обнаружено, что их компоненты, в тех случаях, когда они доступны наблюдениям, являются звездами позднего спектрального класса, заполнившими свою полость Роша и теряющими через внутреннюю точку Лагранжа вещество, которое в конце концов достигает поверхности бе-

лого карлика. Скорость аккреции этого вещества на белые карлики $10^{-10} - 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$, вероятно, является типичной и согласуется с представлением о том, что светимости систем классических новых в минимуме блеска, $\sim L_{\odot}$, определяются аккрецией. Рост водородной оболочки вокруг белого карлика продолжается до некоторого критического значения, которое сильно зависит как от массы, так и от собственной светимости белого карлика, после чего начинается термоядерная вспышка. Типичная светимость, полученная исходя из характерного времени остывания, составляет $L_{wd} \lesssim 10^{-2} L_{\odot}$ [32, 63]. Массы оболочек, которые требуются для термоядерной вспышки, составляют примерно 10^{-3} , $2 \cdot 10^{-4}$, 10^{-4} и $2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$ для белых карликов массой 0,5, 0,8, 1,0 и $1,25 M_{\odot}$ соответственно [26, 47, 49, 50, 54].

С теоретической точки зрения полезно разделить вспышку новой на несколько стадий и проанализировать каждую из них отдельно. Это следующие стадии (в хронологическом порядке): возрастание блеска к болометрическому максимуму, возрастание блеска к визуальному максимуму, стадия постоянной болометрической светимости и стадия спада блеска к первоначальному значению. Эти стадии, продолжительность которых меняется от новой к новой, наблюдаются у всех классических новых; они описываются ниже. Стадия сверхэддингтоновской светимости, которая особенно характерна для максимумов блеска самых быстрых новых, будет рассмотрена в разд. IV. Для иллюстрации соответствующие характеристики белых карликов двойных систем нескольких характерных новых даны в табл. 1. Приведенные в табл. 1 данные будут обсуждены ниже. Эволюция типичной медленной новой на диаграмме Герцшпрунга – Рассела и соответствующая кривая блеска приведены на рис. 1.

А. Возрастание блеска к болометрическому максимуму. Достижение

Таблица 1

ХАРАКТЕРИСТИКИ БЕЛЫХ КАРЛИКОВ В СИСТЕМАХ НОВЫХ

M_{wd}, M_{\odot}	0,8	1,0	1,25
M_{env}, M_{\odot}	$2 \cdot 10^{-4}$	10^{-4}	$2 \cdot 10^{-5}$
Энергия связи вещества оболочки, эрг/г	$1,4 \cdot 10^{17}$	$2,1 \cdot 10^{17}$	$4,2 \cdot 10^{17}$
Полная энергия связи оболочки, эрг	$6 \cdot 10^{46}$	$4 \cdot 10^{46}$	$2 \cdot 10^{46}$
L_p, L_{\odot}	$1,7 \cdot 10^4$	$2,9 \cdot 10^4$	$4,4 \cdot 10^4$
L_E, L_{\odot}	$3,0 \cdot 10^4$	$3,8 \cdot 10^4$	$4,8 \cdot 10^4$
L_p/L_E	0,57	0,76	0,92
$\tau_{nuc}, \text{год}^a$	940	280	40
$R_{max}, \text{см}^b$	$3 \cdot 10^{12}$	$4 \cdot 10^{12}$	$5 \cdot 10^{12}$
R_{max}/R_{Roche}^a	60	80	100

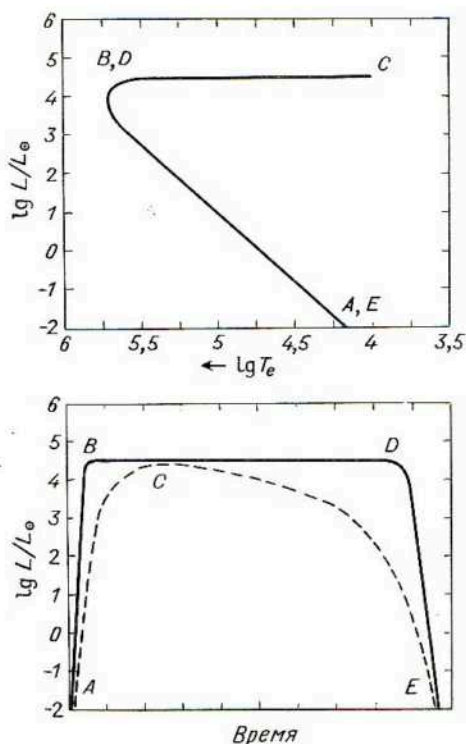
^a τ_{nuc} – характерное время горения всей водородной оболочки при светимости L_p .

^b R_{max} – радиус, соответствующий $T_e = 10^4$ при светимости L_p .

^a R_{Roche} принято $5 \cdot 10^{10}$ см (для иллюстрации).

болومترического максимума после начала термоядерной вспышки наступает через очень короткий промежуток времени (порядка суток) для всех новых практически независимо от класса скорости. Это происходит потому, что высокая температура, которая достигается в области горения, $\sim 1,5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$ К, вызывает конвекцию, эффективно переносящую ядерную энергию к поверхности. Отметим, что при скорости конвекции ~ 10 км/с характерное время переноса энергии $\sim 10^3$ с. Для типичного радиуса 10^9 см эффективная температура, соответствующая светимости $> 10^4 L_{\odot}$, составляет $\sim 5 \cdot 10^5$ К. Поскольку за время, характерное для конвективного переноса, оболочка не успевает значительно расширяться, эта оценка температуры характеризует жесткость поля излучения, когда слой, где выделяется энергия, впервые достигнет поверхности. На рис. 1

Рис. 1. Эволюция новой во время вспышки. Такое поведение характерно для медленной новой, система которой содержит белый карлик массой, приблизительно равной солнечной. Трек на диаграмме Гершпрунга-Рессела, характерен для поздних стадий эволюции одиночного белого карлика такой же массы. Показаны также болومترическая (сплошная линия) и визуальная (штриховая линия) светимости в функции времени. Буквы на обеих диаграммах указывают стадии эволюции.



в течение этой фазы эволюции новая будет двигаться от точки *A* к точке *B*.

Б. Возрастание блеска новой до визуального максимума. Во время визуального максимума эффективная температура новых обычно достигает ~ 10000 К. Это означает, что при светимости $\geq 10^4 L_{\odot}$ радиус фотосферы $\geq 2 \cdot 10^{12}$ см. Существенное расширение оболочки и/или выброс вещества должен, следовательно, происходить в максимуме блеска. В течение этой фазы новая будет передвигаться на рис. 1 от точки *B* к точке *C*. Существует значительный разброс во временах, требующихся для достижения визуального максимума, у различных новых; наблюдается корреляция этих времен (однако не для всех новых) с классом скорости. Например, экстремально быстрая новая V 1500 Cyg 1975 достигла визуального максимума через несколько суток, в то время как медленной новой HR Del 1967 потребовалось на это ≥ 100 сут, а RR Tel 1946 значительно больше. Однако новая DQ Her 1934 достигла визуального максимума очень быстро, но затем у нее наблюдался относительно медленный спад блеска от максимума ($\sim 0,030^m/\text{сут}$), характерный для новых между относительно быстрыми и медленными.

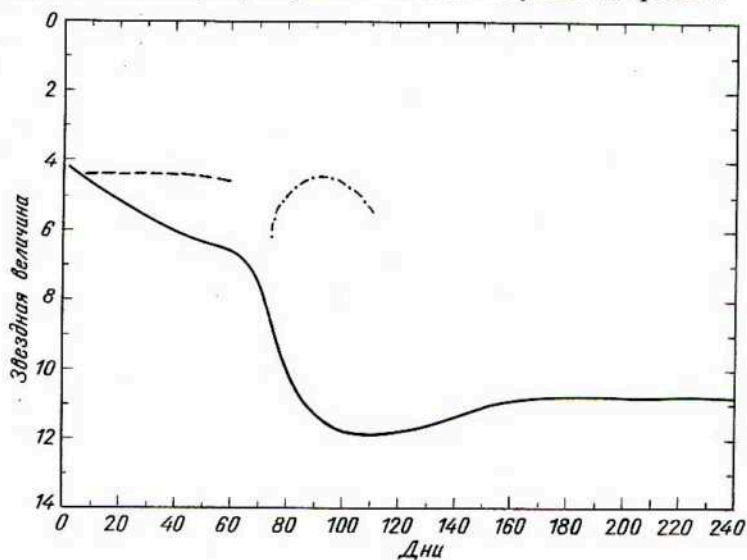
Таким образом, при обсуждении характерных времен развития новых имеет смысл говорить отдельно о скорости возрастания блеска к визуальному максимуму и скорости уменьшения блеска от максимума (которая определяет класс скорости). Характерное время увеличения блеска к максимуму в основном отражает мощность термоядерной вспышки. Главным фактором здесь является отношение ядерной энергии, выделяемой одним граммом вещества в течение конечной фазы термоядерной вспышки, к энергии связи, рассчитанной на грамм вещества оболочки. Как мы увидим в разд. IV, это отношение зависит от содержания CNO-ядер в веществе оболочки, которое является следствием протекания CNO-цикла. Напротив, скорость спада блеска от визуального максимума зависит от массы остатка оболочки и от характерного времени истощения водородного топлива, являющегося комбинацией двух процессов: ядерного горения и истечения вещества вследствие звездного ветра.

В. Стадия постоянной болометрической светимости. Из гидродинамического исследования вспышек новых следует, что горение водорода в тонком слое звездного остатка определяет фазу эволюции, характеризующуюся постоянной болометрической светимостью [36, 40, 41, 45-47]. Это поведение, действительно характерное для всех новых независимо от класса скорости, впервые было обнаружено при комплексном исследовании новой FH Ser 1970 в ультрафиолетовой и инфракрасной областях [21, 24, 25, 28]. Визуальная кривая блеска этой новой в течение 260 сут схематически показана на рис. 2; на нем приведены также данные ультрафиолетовых и инфракрасных наблюдений. Преобладание ультрафиолетового излучения в течение нескольких первых дней отра-

жает быстрый рост температуры фотосферы; считается, что спад потока ультрафиолетового излучения и почти одновременное появление инфракрасного излучения происходят вследствие поглощения радиации и переизлучения ее частицами пыли (см., например, [10]), хотя некоторые существенные вопросы, связанные с возникновением таких пылевых частиц, остаются еще нерешенными. Несмотря на то что попытки последующих наблюдений FH Ser 1970 в ультрафиолетовой области не были удачными [23], возможно, что это указывает на непрерывное увеличение жесткости поля излучения, т.е. на сдвиг максимума излучения в область спектра короче 912 Å.

Особенно уместно отметить, что падение блеска на визуальной кривой блеска FH Ser 1970, по которому обычно определяют класс скорости новой, можно объяснить довольно просто. Допустив, что через 4,4 сут после вспышки эволюция новой протекает при постоянной болометрической светимости, как это следует из ультрафиолетовых и инфракрасных наблюдений, находим, что уменьшение визуальной светимости подчиняется закону $\Delta M_{\text{виз}} 7,5 \lg(T_{\text{ef}}/T_{\text{ei}})$; это согласуется с хвостом распределения Рэля-Джинса, где T_{ef} и T_{ei} — конечная и начальная температуры соответственно. Такое поведение, характерное для медленных

Рис. 2. Кривая блеска FH Ser 1970. Приведены также данные ультрафиолетовых (пунктирная линия) и инфракрасных (штрихпунктирная линия) измерений, упоминаемых в тексте. Наличие фазы постоянной светимости не вызывает сомнения. Отметим быстрое падение визуальной кривой блеска, вызванное усиленным образованием пыли, и следующее за ним восстановление кривой блеска, которое, вероятно, аналогично восстановлению блеска, хотя и до меньших звездных величин, наблюдавшемуся у DQ Her 1934 после «глубокой депрессии».



новых, также было впервые отмечено для новой DK Lac 1950 [4]. Основные свойства фазы постоянной болометрической светимости теоретически понять не трудно. Труран [51] обратил внимание на то, что светимость новых во время этой стадии их эволюции совпадает со светимостью, вычисленной для эволюции центральной звезды планетарной туманности — предшественника белого карлика во время слоевого горения водорода. В обоих случаях мы имеем дело с конфигурациями, в которых горение водорода посредством CNO-цикла протекает в тонком слое вокруг вырожденного ядра. Как видно на рис. 1, за время фазы постоянной светимости (плато светимости) белый карлик, компонент системы новой, дважды проходит эволюционный трек предшественника белого карлика (путь BCD на рис. 1) [39]. Участок BC эволюционного трека соответствует, как мы отметили, расширению оболочки в условиях приблизительно постоянной болометрической светимости до максимума визуального блеска (до минимального значения T_e). Дальнейшее слоевое горение водорода приводит к истощению запасов ядерного топлива; по мере того как вследствие термоядерных реакций масса оболочки уменьшается (а также и из-за потери вещества за счет звездного ветра), остаток становится все горячее, поскольку радиус уменьшается при постоянной болометрической светимости. Характерное время, соответствующее фазе CD, вообще говоря, зависит, конечно, и от массы ядра (которая определяет скорость выделения ядерной энергии), и от массы оставшейся водородной оболочки. Кроме того, оно может также сильно зависеть и от эффективности звездного ветра, выбрасывающего вещество оболочки [4]. Дальнейшее обсуждение этой фазы эволюции проводится в разд. III.

Г. Фаза возврата к первоначальному состоянию. После окончания слоевого горения водорода белый карлик — остаток вспышки новой — возвращается к минимальному блеску вдоль пути DE эволюционного трека (рис. 1), соответствующего эволюции к более низким значениям светимости при постоянном радиусе. И это опять именно тот путь, который можно ожидать на основе эволюции белого карлика. Однако здесь имеется большое различие в характерном времени эволюции. Предшественники белых карликов массой, близкой к M_{\odot} , характеризуются относительно горячими ядрами с начальными светимостями порядка $10^3 L_{\odot}$. Характерное время остывания таких ядер до светимости $\sim 10^{-2} L_{\odot}$ составляет 10^9 лет [32]. Напротив, белые карлики остатки новых, являющиеся компонентами тесных двойных систем, уже успели остыть до относительно низких температур, и вычисления показывают, что никакого значительного нагрева ядер в эпоху относительно кратковременного слоевого горения, приводящего к вспышке новой, не происходит. Возврат к прежнему блеску, что соответствует уходу с плато светимости, обусловленного ядерным горением, происходит обычно за чрезвычайно короткое время. Информацию об этой фазе трудно получить, поскольку основная часть излучения приходится на далекую ульт-

трафиолетовую область спектра. Тем не менее из исследования небулярного спектра, можно вероятно, оценить характерное время этого процесса. Например, быстрое уменьшение интенсивности эмиссионных линий [O III] $\lambda\lambda$ 4959 и 5007 всего за 1940 с для DQ Her 1934 [34], видимо, означает очень значительное уменьшение интенсивности поля излучения.

III. ПРИРОДА ФАЗЫ ПОСТОЯННОЙ СВЕТИМОСТИ

Признание того факта, что при горении водорода в аккрецировавших слоях на поверхности белых карликов — компонентов двойных систем в конце концов получают такие конфигурации, которые имеют фазу постоянной болометрической светимости (различную по продолжительности), позволяет сделать важные выводы относительно характеристик, присущих этим конфигурациям. В этом разделе мы сделаем краткий обзор основных свойств таких конфигураций.

После ядерной вспышки структура белого карлика такова: вырожденное углеродно-кислородное ядро, инертная гелиевая оболочка и лежащий вне ее слой водорода, в котором происходит ядерное горение. Эта структура очень похожа на структуру моделей, построенных для объяснения эволюции центральной звезды планетарной туманности к белым карликам. Эволюция таких звезд массами 0,6, 0,8 и 1,2 M_{\odot} с содержанием химических элементов, характерным для населения I ($X = 0,7$; $Z = 0,03$), исследована в [39]. На основании этого исследования и с учетом работ других авторов было установлено соотношение масса ядра — светимость, характеризующее такие модели:

$$L_p/L_{\odot} = 59\,250 (M_c/M_{\odot} - 0,522).$$

Последующие исследования [6, 29] показали, что это соотношение нужно несколько изменить, чтобы отразить существующую слабую зависимость от полной массы звезды (ядра и оболочки), однако для мало-массивных оболочек (а именно такие мы и рассматриваем) оно справедливо. Существенно, что светимости таких конфигураций близки к эддингтоновскому пределу

$$L_E/L_{\odot} = 4\pi cGM / K_{es} L_{\odot} = 3,7 \cdot 10^4 (M_c/M_{\odot}),$$

где K_{es} — непрозрачность, обусловленная томсоновским рассеянием. Соответствующие величины L_p , L_E и отношения L_p/L_E даны в табл. 1. Поскольку этот момент будет решающим в дальнейшем рассмотрении, подчеркнем, что все существующие гидродинамические исследования вспышек классических новых на основе термоядерной модели (ссылки на такие работы см., например, в п. ПВ) приводят к остатку новой с слоевым источником горения водорода, подчиняющемуся указанному выше соотношению масса — светимость.

Еще одним важным свойством гидростатических звездных моделей является существование единого соотношения между эффективной тем-

пературой (или радиусом) и массой водородной оболочки при фиксированном значении массы ядра ([39]; см. также рис. 2). Уменьшение вследствие эволюции массы остатка оболочки будет приводить к уменьшению радиуса и к росту эффективной температуры, что соответствует эволюции при постоянной светимости (горизонтальный путь на диаграмме Герцшпрунга—Рессела, отрезок CD на рис. 1). Наблюдения, способные дать надежные определения эффективной температуры новой как функции времени, могут оказаться весьма важными.

А. Звездный ветер и непрерывный выброс. Схожесть конфигураций белых карликов после термоядерной вспышки с гидростатическими моделями предшественников белых карликов не удивительна. При условии одинаковых структур объектов и одних и тех же физических законах это неизбежно должно получиться, если не возникает существенных гидродинамических эффектов. Здесь необходимо подчеркнуть, что сильный звездный ветер, который необходим для объяснения непрерывного выброса вещества, наблюдаемого у некоторых новых, усложнит эту картину. При условии существования звездного ветра значительная часть энергии, выделившейся при ядерном горении, будет унесена скорее в виде кинетической энергии, теряемого вещества, чем в виде энергии излучения. Вероятно, в соотношение масса ядра—светимость должна входить полная светимость (сумма энергии излучения и кинетической энергии выбрасываемого вещества). К тому же соотношение между эффективной температурой и массой оболочки может нарушиться.

Хотя существование такого звездного ветра не следует из большинства гидродинамических исследований, Бат [3] показал, что модель оптически толстого звездного ветра на стадии после максимума блеска при постоянной светимости дает естественное объяснение многих особенностей наблюдений классических новых. Он привел убедительные доводы в пользу того, что такой звездный ветер существует. Недавние исследования [45] показали, что если допустить большие значения массы белых карликов, то во время фазы постоянной светимости действительно должно существовать истечение вещества за счет звездного ветра. Отметим (табл. 1), что для белого карлика массой $1,25 M_{\odot}$ светимость при установившемся горении составляет 0,92 эддингтоновского предела, а для белого карлика массой $0,8 M_{\odot}$ она равна 0,57. Условия, при которых происходит потеря массы за счет звездного ветра, должны, следовательно, в сильной степени зависеть от массы.

Необходимость существования звездного ветра следует из очень простых рассуждений. Возврат новой в прежнее состояние требует истощения запасов ядерного топлива. Следовательно, водород в оболочке должен либо полностью сгореть, либо покинуть систему за короткий промежуток времени. Не подлежит сомнению, что эволюция в ядерной шкале времени без потери массы

$$\tau_{\text{нuc}} \approx 400 \text{ лет} (M_{\text{env}}/10^{-4} M_{\odot})^{1/2} 10^4 LL_{\odot}$$

не соответствует наблюдениям. Поскольку потери энергии на излучение составляют примерно 10^{46} эрг, что означает превращение в гелий $\sim 10^{-6} M_{\odot}$ водорода, а полное сгорание всей оболочки $10^{-4} M_{\odot}$, необходимое для зажигания ядерной вспышки в белом карлике $\sim M_{\odot}$, приводит к выделению энергии 10^{48} эрг. Отсюда следует, что должен существовать некоторый механизм, эффективно удаляющий значительную часть оболочки. Из энергетических соображений выброс массы должен быть значительным. Из табл. 1 следует, что полная энергия связи оболочки для белого карлика солнечной массы составляет $\approx 4 \cdot 10^{46}$ эрг, что значительно больше, чем потери энергии на излучение. Отсюда следует, что в энергетическом бюджете новой действительно преобладает энергия, связанная с выбросом оболочки.

IV. РАЗЛИЧИЕ МЕЖДУ БЫСТРЫМИ И МЕДЛЕННЫМИ НОВЫМИ

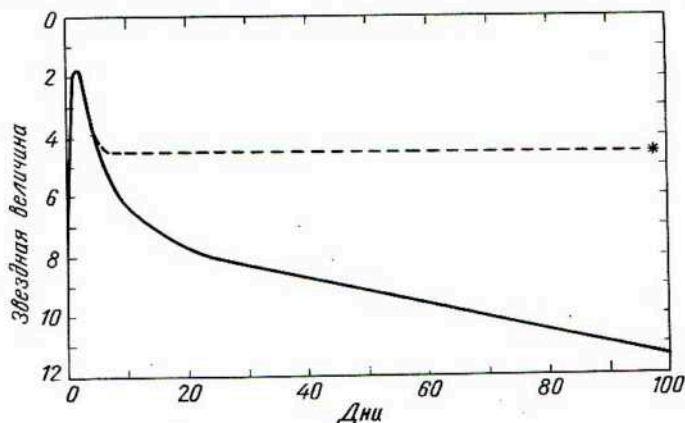
При попытках построить модели вспышек самых быстрых новых руководствовались предположением, что быстрое развитие их визуальных кривых блеска и более высокие скорости свойственны событиям с большей энергией [47]. До недавнего времени наблюдения не подтверждали эту точку зрения, поскольку из интегрирования визуальной кривой блеска следовало, что для быстрых новых характерна меньшая энергия. Наблюдения новой FH Ser 1970 в ультрафиолетовой и инфракрасной областях (см. разд. II) убедительно показали, что визуальная кривая блеска может дать неправильное представление об энергии, выделившейся при вспышке. Существование стадии постоянной болометрической светимости было подтверждено. Кроме того, тщательное изучение кривой блеска показало, что светимость новой в максимуме блеска несколько выше светимости на плато (определяемом наблюдениями в ультрафиолетовой и инфракрасной областях спектра), которое достигается приблизительно через 4,4 сут [24]. Этот потенциально важный ключ к пониманию природы быстрых новых почему-то проглядели. Еще более эффектный пример такого поведения — быстрая новая V1500 Cyg 1975 — будет использован в качестве иллюстрации в последующих обсуждениях.

А. Стадия сверхэддингтоновской светимости. На рис. 3 схематически показана визуальная кривая блеска новой V1500 Cyg 1975 в первые 100 сут. Чрезвычайно быстрое развитие вспышки этой новой, выражающееся в возрастании блеска на 19^m , совершенно очевидно. Наблюдения в ультрафиолетовой области были выполнены примерно через 100 сут после вспышки [66]. Сопоставимую оценку светимости на 121-й день можно сделать на основании выполненных на обсерватории Мак-Доналд наблюдений линий [OIII] $\lambda\lambda$ 4959 и 5007 Å в небулярном спектре [19]. Через 100 сут после вспышки светимость была в 10 раз слабее, чем в максимуме блеска, на основании

чего Ву и Кестер [66] сделали вывод, что V1500 Cyg 1975 не имела стадии постоянной светимости, которая наблюдалась у новой FH Ser 1970. Вероятно, именно эти 100 сут и были фазой постоянной светимости. Экстраполируя наблюдения к более раннему периоду (пунктирная линия на рис. 3), находим, что визуальная кривая блеска начиная с 5-го дня лежит ниже этого плато. Последующее поведение визуальной кривой блеска в общем отражает рост болометрической поправки с ростом эффективной температуры при постоянной болометрической светимости.

Пик на кривой блеска этой новой, отражающий визуальный максимум, является кратковременной особенностью, характерной для быстрых новых [52]; в это время светимость не только превышает светимость при устойчивом горении для конфигурации со слоевым источником, но и значительно выше эддингтоновского предела. При расстоянии до этой новой 1,8 кпс [14, 18] светимость на плато составляет $4 \cdot 10^4 L_{\odot}$, а во время визуального максимума $\approx 7 \cdot 10^5 L_{\odot}$. Последнее значение примерно на порядок величины превышает эддингтоновский предел для белых карликов массой $1,25 M_{\odot}$ (табл. 1). Однако энергия излучения не определяет полной энергии вспышки. Быстрое развитие кривой блеска свидетельствует о том, что значительное количество вещества переносится от центра звезды на большие расстояния. Радиус фотосферы в максимуме блеска при температуре $T \sim 10^4$ К близок к $\sim 2 \cdot 10^{13}$ см, что находится в согласии с тем фактом, что при скорости ≥ 1200 км/с максимум достигается на второй день. Количество вещества, которое требуется для создания оптической фотосферы

Рис. 3. Кривая блеска V1500 Cyg 1975. Звездочкой указан момент проведения ультрафиолетовых наблюдений [66]. Пунктирная кривая отмечает постоянную болометрическую светимость, которая, как считается, следует из ультрафиолетовых измерений. Отметим, что визуальная светимость в максимуме блеска (фаза сверхэддингтоновской светимости, характерной для очень быстрых новых) более чем в десять раз превышает светимость на плато (штриховая линия).



на этом расстоянии от центра, более чем $2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$; отсюда следует, что темп потери массы в течение первых двух дней $\geq 2 \cdot 10^{22}$ г/с. Для переноса этой массы нужна энергия

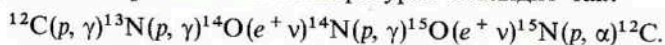
$$(GM/R)\dot{M} \sim 2 \cdot 10^6 L_{\odot},$$

она в несколько раз превышает потери энергии на излучение в максимуме блеска и предъявляет даже более строгие требования к термоядерной вспышке.

Б. Реакции CNO-цикла. Эту фазу эволюции новой, фазу сверхэдингтоновской светимости, можно понять, рассматривая свойства определенной последовательности ядерных реакций. На самой ранней стадии вспышки при низких температурах обычно идут реакции протон-протонного цикла, которые приводят к выделению энергии. По мере того как температура растет, при $P_{\text{gas}} \sim P_{\text{deg}}$ или

$$T \sim 4 \cdot 10^7 \text{ K} (\rho/10^4 \text{ г/см}^3)^{2/3}$$

вырождение снимается. С этого момента начинается последняя и решающая стадия ядерной вспышки, характеризующаяся реакциями CNO-цикла. Особый интерес представляет разветвление реакций, которые происходят после образования ^{13}N : реакция $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ при высоких температурах успешно конкурирует с реакцией распада $^{13}\text{N}(e^+ \nu)^{13}\text{C}$ ($\tau = 863$ с), которая входит в обычный CNO-цикл [9]. Используя приведенные в [17] скорости реакций, находим, что реакция $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ преобладает при $T > 8 \cdot 10^7$ К и плотностях порядка 10^4 г/см³. Таким образом, видоизмененная последовательность реакций CNO-цикла при высоких температурах выглядит так:



Средние времена жизни соответствующих реакций позитронного распада составляют: ^{14}O (102 с) и ^{15}O (176 с).

В. Последние три минуты. После того как температура в области ядерной вспышки превысит $\sim 8 \cdot 10^7$ К, скорость выделения энергии ограничивается более медленными и не чувствительными к температуре слабыми взаимодействиями: это позитронный распад $^{15}\text{O}(e^+ \nu)^{15}\text{N}$ с периодом полураспада 176 с. После снятия вырождения быстрое расширение в динамической шкале, которое обычно меньше или сравнимо с этим характерным ядерным временем ≈ 3 мин, погасит ядерную вспышку. Решающее значение затем имеет энергия, выделяющаяся во время этого динамического процесса.

Вывод здесь прост. Энергия, которая выделяется за время, недостаточное, чтобы значительное число ядер подверглось β -распаду, обусловлена захватом одного или двух протонов каждым имеющимся ядром C, N и O. Эта энергия

$$E_{\text{nuc}}/\rho \sim 2 \cdot 10^{15} \text{ эрг/г} (n_{\text{CNO}}/n_{\text{CNO}}(\odot)),$$

где n_{CNO} — доля по числу атомов ядер С, N и О в веществе оболочки, а $n_{\text{CNO}}(\odot)$ — соответствующее значение для Солнечной системы [8]. Отметим для сравнения, что энергия связи, рассчитанная на один грамм вещества оболочки новой, равна

$$GM/R \sim 2 \cdot 10^{17} \text{ эрг/г.}$$

Если химический состав оболочки «нормальный» (солнечный), то энергия, выделившаяся в динамической шкале времени, по-видимому, во много раз меньше энергии связи оболочки. Загорание происходит, но мощность ядерной вспышки существенно ограничена. По мере того как оболочка медленно расширяется, происходит относительно медленное возрастание блеска к визуальному максимуму и выброс вещества с относительно низкой скоростью. Белый карлик массой $1,25 M_{\odot}$ с солнечным химическим составом аккрецированного вещества [45] является хорошей моделью для вспышки медленной новоподобной и хорошо объясняет вспышку новой HR Del 1967.

Для усиления термоядерной вспышки, очевидно, нужно увеличить количество ядер углерода, азота и кислорода в оболочке. Как следует из приведенного выше выражения, энергия, выделяющаяся в динамической шкале времени, пропорциональна содержанию этих ядер. Расчеты, выполненные для высоких концентраций ядер С, N и О в оболочке [47], обычно дают кривые блеска, характеризующиеся быстрым развитием на ранних стадиях, свойственным для быстрых новых. В частности, недавние расчеты в предположении, что в оболочке белого карлика массой $1,25 M_{\odot}$ примерно 0,3 массы оболочки составляют ядра С, N и О, дали кривую блеска, соответствующую кривой блеска V1500 Cyg 1975 [30]. Напротив, ни один из модельных расчетов, выполненных для солнечного химического состава аккрецированной оболочки, не воспроизводит вспышку быстрой новой.

Справедливость такого, по-видимому, экстремального допущения относительно химического состава оболочки была подтверждена исследованиями наблюдаемых спектров новых. В табл. 2 дана сводка лучших

Таблица 2

ХИМИЧЕСКИЙ СОСТАВ ОБОЛОЧЕК, СБРОШЕННЫХ ПРИ ВСПЫШКАХ НОВЫХ

Объект	Ссылка	Содержание элементов в долях массы						
		H	He	C	N	O	Ne	«Z»
Солнце	[8]	0,768	0,214	0,0034	0,0013	0,0083	0,0015	0,018
RR Pic	[64]	0,53	0,43	—	0,022	0,0058	0,011	0,039
HR Del	[55]	0,45	0,48	—	0,027	0,047	0,003	0,077
T Aur	[22]	0,47	0,40	—	0,079	0,051	—	0,13
V1 500 Cyg	[20]	0,55	0,15	0,064	0,095	0,12	0,022	0,30
DQ Her	[65]	0,34	0,095	0,045	0,23	0,29	—	0,56

определений химического состава новых. Отношения содержаний элементов, приведенные в табл. 2, пересчитаны для сравнения с расчетами в доли массы; за возможные ошибки, которые при этом могли быть внесены, полностью отвечает автор этой главы. Из этой таблицы можно сразу же вынести два впечатления. Во-первых, неизбежно следует вывод о том, что выбросы новых характеризуются высоким содержанием углерода, азота и кислорода. С теоретической точки зрения причина такого обогащения не ясна, но представляет интересную и важную проблему. Из приведенных в табл. 2 данных о химическом содержании следует также вывод о корреляции его с классом скорости. Звезды в табл. 2 расположены в порядке увеличения содержания по массе (Z) тяжелых элементов от самых медленных новых RR Pic 1925 и HR Del 1967 до T Aug 1981 и затем до экстремально быстрой V1500 Cyg 1975. С точки зрения наших представлений о значении химического содержания для интенсивности ядерной вспышки эта тенденция кажется совершенно понятной.

Аномальное содержание тяжелых элементов в оболочке DQ Her 1934 является исключением из этой последовательности. По спаду кривой блеска после визуального максимума она, несомненно, должна быть отнесена к относительно медленным новым. Таким образом, химический состав оболочки, по-видимому, не единственный определяющий фактор. Масса самого белого карлика (а следовательно, и масса оболочки, которая требуется, чтобы термоядерная вспышка началась) также является важным параметром. Отметим (см. табл. 1), что хотя энергия связи на грамм падает с уменьшением массы белого карлика, полная энергия связи в оболочке растет. Даже мощная ядерная вспышка в относительно массивной оболочке не в состоянии оторвать основную часть ее вещества. Медленный спад блеска DQ Her 1934 после максимума согласуется, следовательно, с предположением, что вспышка начинается в более массивной оболочке, чем в случае V1500 Cyg 1975.

Как следует из вычислений [30], сильное различие кривых блеска DQ Her 1934 и V1500 Cyg 1975 можно объяснить, если приписать обеим звездам одинаковое содержание тяжелых элементов $Z \approx 0,30$, но разную массу белых карликов: для DQ Her 1934 $< 0,9 M_{\odot}$, а для V1500 Cyg 1975 $\approx 1,25 M_{\odot}$.

V. ОБСУЖДЕНИЕ

Выше мы показали, как в рамках модели термоядерного взрыва можно объяснить вспышки классических новых. Определяющую роль здесь играют реакции CNO-цикла и в целом эта картина соответствует наблюдаемым кривым блеска новых и химическому составу сброшенных ими оболочек. Такие важные вопросы, как механизм обогащения оболочки тяжелыми элементами, природа звездного ветра, ответственного за непрерывное истечение вещества, наблюдаемое у некоторых новых, и долговременная эволюция двойных систем новых.

которые не обсуждались в этой главе, свидетельствуют о том, что проблема новых еще не решена и остается областью активных исследований. Мы попытались только дать убедительную иллюстрацию того, что термоядерная модель представляет фундамент, на который должны опираться дальнейшие исследования.

Представление об эволюции новой, описанное в общих чертах в этой главе, содержит выводы, касающиеся некоторых интересных вопросов, связанных с данной темой; ниже мы коротко рассмотрим их.

А. Массы белых карликов — компонентов систем новых. Если соотношение Пачиньского масса ядра — светимость справедливо для стадии после максимума, стадии постоянной болометрической светимости, то на основании данных о болометрической кривой блеска и надежного определения расстояния можно оценить массу белого карлика [51]. Рассмотрим для примера новую V1500 Cyg 1975. Помня, что для очень быстрых новых уместно брать именно светимость на плато, а не пика, примем, что светимость на этой стадии (продолжавшейся 100 сут) составляла $4 \cdot 10^4 L_{\odot}$ [66]; отсюда масса белого карлика $M = 1,2 M_{\odot}$. Для медленной новой типа HR Del 1967, напротив, светимость во время визуального максимума дает хорошую оценку светимости, характеризующей стадию постоянной светимости. Принимая расстояние 810 пс [62], получим болометрическую светимость HR Del 1967 на этой стадии $2,3 \cdot 10^4 L_{\odot}$, что приводит к массе белого карлика $M \approx 0,9 M_{\odot}$. Это значение согласуется с оценкой $M \sim M_{\odot}$, [27]. Интересно отметить также, что самая медленная новая в Туманности Андромеды достигла абсолютной звездной величины $-6,2^m$ [2]; отсюда соответствующая масса белого карлика $M \approx 0,9 M_{\odot}$. Здесь, конечно играют роль эффекты селекции, поскольку определяющим соображением в этом примере является светимость. Справедливо отметить, однако, что наблюдаемые системы новых содержат, как правило, более массивные белые карлики. Это частично является следствием того, что в более массивных белых карликах для загорания термоядерной вспышки требуются менее массивные оболочки, и, следовательно, можно ожидать, что при данной скорости аккреции чаще будут происходить новоподобные явления.

Б. Новые как эталоны светимости. Светимости конфигураций со словесым источником горения водорода при вспышках новых лежат в довольно узких пределах. Из табл. 1 следует, что для карликов масса-ми от 0,8 до $1,25 M_{\odot}$ светимости на плато лежат в интервале от $1,7 \cdot 10^4$ до $4,4 \cdot 10^4 L_{\odot}$. Это означает, что по абсолютной величине они различаются не более чем на $\Delta m \sim 1$. Отсюда следует, что новые, вероятно, можно использовать в качестве эталонов при определении расстояний до близких скоплений. Поскольку очень быстрые новые нарушают это условие в максимуме блеска, лучше, конечно, рассматривать только «хорошо ведущие себя» медленные новые. Необходимо также удостове-

ряться, проведя соответствующие теоретические исследования, что потеря массы, обусловленная звездным ветром, не будет существенно нарушать эти пределы светимости. И все-таки мы считаем, что этот метод оценки расстояния будет гораздо надежнее, чем метод, основанный на звездных величинах новых на 15-й день после максимума блеска [12]. Это последнее приближение, теоретическое обоснование которого отсутствует, дает довольно большой разброс относительно среднего. Выборка из 11 галактических новых, использовавшихся Вокулером [12] для калибровки, действительно показала разброс на 2^m . Еще более существенно то, что для новых в Туманности Андромеды, расстояние до которых заведомо можно считать одинаковым, видимые звездные величины на 15-й день после максимума блеска различаются на $4-5^m$ [2]. Значительно меньший разброс блеска медленных новых вблизи визуального максимума позволит более надежно определять расстояния.

В. Новые и сверхновые I типа. Возможность увеличения массы белых карликов — компонент новоподобных двойных систем (в процессе эволюции этих систем) до чандрасекаровского предела, что приводит к классу сверхновых I типа, характерных для эллиптических галактик, была рассмотрена Шкловским [43]. Эта модель представляется нам привлекательной, поскольку из нее следует, что эволюция одиночной звезды и тесной двойной системы может привести к одинаковым предшественникам сверхновых — белым карликам с критическими значениями масс, которые затем могут вспыхнуть как сверхновые с почти одинаковыми кривыми блеска. Тогда в преобладании сверхновых I типа в эллиптических галактиках и их предполагаемой связи с молодыми звездами нет никакого противоречия. Омлер и Тинсли [37] представили, на мой взгляд, косвенные свидетельства такой связи. Из анализа свойств вспышек новых, описанных в этой главе, можно вывести ряд аргументов в пользу того, что сверхновые I типа являются результатом длительной эволюции систем классических новых.

Выше было отмечено, что, согласно наблюдениям, системы классических новых содержат относительно массивные белые карлики. Действительно, анализ распределения масс белых карликов в системах новых [59, 60] показал, что более массивные белые карлики типичны для наблюдаемых классических новых систем, имеющих высокую светимость, что в значительной мере вызвано селекцией. Самое же важное соображение касается эффективной скорости роста ядра белого карлика. Выведенная скорость обмена массами $\sim 10^{-9} M_{\odot}/\text{год}$ (разд. II) в системах новых создает возможность для значительного роста ядра белого карлика за характерное время 10^9 лет. Из характеристик вспышек классических новых, однако, следует, что рост ядер белых карликов много меньше. Напомним, что полная энергия излучения во время вспышки новой ($\sim 10^{46}$ эрг) может выделяться при превращении в гелий всего лишь $10^{-6} M_{\odot}$ вещества оболочки, тогда как для карликов массами $M_{\text{wd}} \gtrsim M_{\odot}$ типичное значение для массы оболочек, необходимое, чтобы

АКАДЕМИЯ НАУК СССР
ACADEMY OF SCIENCES OF THE USSR

Академия

ТРУДЫ
МЕЖДУНАРОДНОЙ КОНФЕРЕНЦИИ
ПО ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫМ
ВЗАИМОДЕЙСТВИЯМ
ПРИ НИЗКИХ И СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ

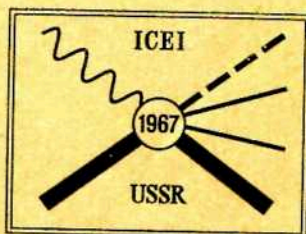
ДУБНА 7—15 февраля 1967

Том 1

PROCEEDINGS
OF THE INTERNATIONAL CONFERENCE
ON LOW AND INTERMEDIATE ENERGY
ELECTROMAGNETIC INTERACTIONS

DUBNA February 7—15, 1967

Volume 1



Москва

1967

Moscow

началась термоядерная вспышка, может быть $\sim 10^{-4} M_{\odot}$. Основная часть оболочки, следовательно, должна быть выброшена. Поскольку на это требуется дополнительная энергия $\sim 2 \cdot 10^{46}$ эрг, которая обеспечивается горением водорода, находим, что полное количество водорода, которое сжигается за одну вспышку, составляет $3 \cdot 10^{-6} - 4 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$. Поскольку на ранних стадиях вспышки оболочка является конвективной, возможно, некоторая часть вещества с продуктами горения водорода также может быть выброшена; в нашей же оценке скорости роста ядра мы тем не менее будем полагать (в качестве наиболее благоприятного случая), что все $\sim 4 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ остаются на белом карлике. Исходя из аргументов, приведенных в [5, 16], будем считать далее, что система типичной новой испытывает $\sim 10^4$ вспышек с интервалом $\sim 10^5$ лет. Отсюда можно получить оценку эффективной скорости аккреции $\sim 4 \cdot 10^{-11} M_{\odot}$ в год и полное увеличение массы белого карлика $0,04 M_{\odot}$. Если допустить, что новая испытывает в десять раз больше вспышек, скажем 10^5 , то полное количество выброшенного вещества составит $\sim 0,4 M_{\odot}$. Это значение, вероятно, завышено, тем более что наиболее реальным приростом ядра за одну вспышку считается значение $10^{-6} - 2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$. Очевидно, во всяком случае, что сохранение аккрецируемого белым карликом вещества налагает самое строгое ограничение. Допустим, что при одной вспышке на белом карлике сохраняется 10% аккрецированного вещества (вероятно, оптимистичная оценка), находим, что прирост массы белого карлика на $\geq 0,1 M_{\odot}$ требует, чтобы спутник при этом потерял $\geq 1 M_{\odot}$. Ясно, что это не согласуется с наблюдаемыми свойствами систем классических новых.

Отсюда следует, что лишь небольшая часть систем классических новых может стать в процессе эволюции сверхновыми I типа. Тогда вряд ли можно объяснить частоту вспышек сверхновых в эллиптических галактиках (этот вывод согласуется с аналогичными оценками Шкловского [43]). Эти аргументы не следует рассматривать как исключающие всевозможные сценарии возникновения сверхновых I типа с участием белых карликов в тесных двойных системах.

Г. Эволюция к белым карликам. Мы установили, что белые карлики, компоненты двойных систем новых, за время ядерной вспышки пройдут на диаграмме Герцшпрунга-Рессела эволюционный трек одиночного белого карлика такой же массы (рис. 1). *A posteriori*, конечно, легко видеть, что так и должно быть, поскольку, по-видимому, в обоих случаях действуют одни и те же законы физики. Признание этого влечет за собой важные выводы для звездной эволюции. Характерное время эволюции центральной звезды планетарной туманности в белый карлик через эту область диаграммы Герцшпрунга-Рессела мало [39]; следовательно, вероятность найти горячий белый карлик, пересекающий плато светимости на уровне $L \geq 10^4 L_{\odot}$, очень низка. Напротив, наличие относительно массивных белых карликов в тесных двойных системах, обмен массами между компонентами которых вынуждает белые карлики про-

ходить этот эволюционный путь вновь и вновь (согласно [16], классические системы новых могут испытывать 100 или более таких вспышек), представляет удобный случай пронаблюдать полностью эту эволюцию.

Очень важно использовать эту счастливую возможность, так как здесь можно узнать много нового. Превосходные примеры можно получить из нашей предшествующей дискуссии. Мы отметили, что интегрирование кривой блеска дает для полной энергии вспышки $\sim 10^{46}$ эрг, что соответствует энергии, выделяемой при превращении в гелий $10^{-6} M_{\odot}$ водорода. Масса $10^{-6} M_{\odot}$ — это только малая доля полной массы оболочки, которая необходима для начала ядерной вспышки даже для относительно массивного белого карлика: для белого карлика массой $1,25 M_{\odot}$ полная масса оболочки должна быть $\gtrsim 2 \cdot 10^{-5} M_{\odot}$. Поскольку конец вспышки новой должен быть связан с полным израсходованием запасов топлива, мы вынуждены признать, что, вероятно, 0,9 массы оболочки должно быть выброшено, по-видимому, за счет непрерывного истечения вещества (звездного ветра) в ходе этой эволюции [3]. Ожидаемый темп потери массы относительно высок: более $10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$. Наблюдения, которые могут дать надежные определения эффективной температуры как функции времени после максимума блеска, можно в принципе использовать для калибровки звездного ветра.

Возвращаясь к вопросу об эволюции одиночного белого карлика, подчеркнем, что конфигурации белого карлика из двойной системы после визуального максимума должны иметь аналогичные характеристики. Отсюда следует, что у одиночной звезды, предшественника белого карлика, может наблюдаться сильный звездный ветер, интенсивность которого сравнима с интенсивностью звездного ветра новых. Такой звездный ветер может объяснить выброс 0,9 вещества оболочки при температуре $\sim 10^4$ К. Это означает сокращение эволюционной (т.е. ядерной) шкалы времени для предшественников белых карликов примерно в 10 раз. Существует ряд трудностей, связанных с эволюцией тесных двойных систем. Например, радиус фотосферы во время визуального максимума блеска обычно сильно превосходит типичные размеры полости Роша в системах новых (табл. 1), что должно облегчать потерю массы. Тем не менее, с точки зрения автора, поиски массивных горячих ярких предшественников белых карликов, вероятно, покажут, что их число меньше, чем ожидалось на основании эволюционных расчетов без учета потери массы. Можно допустить также существование небольшого числа планетарных туманностей, содержащих горячие белые карлики, имеющие спектры, похожие на спектры звезд Вольфа — Райе населения I.

Д. Условия ограничения ядерных вспышек и повторные новые. В рамках успешного объяснения природы классических новых разумно рассмотреть вопрос о том, могут ли вспышки какого-либо класса повторных новых быть следствием термоядерных вспышек. Это непростой вопрос, который не удастся детально рассмотреть в этой главе;

повторные новые скорее всего представляют собой системы с самыми разнообразными характеристиками, иногда (возможно, случайно) схожими. Тем не менее полезно рассмотреть, может ли (и при каких условиях) короткий 10–100 лет период повторяемости вспышек быть обусловлен термоядерными вспышками. Основным требованием является накопление количества вещества на белом карлике, достаточного для загорания и начала термоядерной вспышки. Опираясь на положение, тщательно рассмотренные выше, можно считать следующие истины очевидными. При прочих равных параметрах интервал повторяемости может быть укорочен вследствие какой-либо одной или всех следующих причин: 1) увеличение массы белого карлика и, следовательно, уменьшение массы оболочки, требующейся для загорания; 2) увеличение начальной светимости белых карликов и, следовательно, рост температуры у основания оболочки и уменьшение вследствие этого массы оболочки, необходимой для загорания, и 3) увеличение скорости переноса вещества и, следовательно, скорости роста аккреционной оболочки белого карлика.

Вообще, можно ожидать, что эти факторы будут изменяться в некоторых пределах от одной системы новой к другой. Критическим моментом является необходимость резко ограничить выбор всех параметров, чтобы объяснить самые короткие периоды, наблюдаемые у повторных новых (RS Oph вспыхивала как новая в 1898, 1933, 1958 и 1967 гг.). Самым удивительным является то, что требуемая скорость аккреции для повторных новых выше, чем для классических новых. Например, ядерная вспышка произойдет быстро у белого карлика массой $\sim 1,35 M_{\odot}$ и светимостью $\leq L_{\odot}$, когда масса оболочки достигнет $\sim 2 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$. Чтобы вспышка произошла через 10 лет, требуется скорость аккреции $\geq 10^{-7} M_{\odot}/\text{год}$. Такая высокая скорость аккреции наиболее вероятна только в том случае, если спутником является звезда-гигант [5], и это действительно установлено для некоторых повторных новых. Однако необходимо проявлять осторожность, поскольку скорости аккреции такого порядка могут быть свойственны конфигурациям с устойчивым горением [44]. К этим общим выводам относительно повторных новых недавно пришли и другие авторы [35, 42]. Указывалось также [42] на присутствие линий при переходах с высоких уровней ${}^3\text{He}$ в аккрецированном веществе, что может быть следствием слоевого горения водорода у проэволюционировавшего спутника-гиганта; это также приведет к коротким периодам повторяемости вспышек.

Итак, термоядерная вспышка представляется возможной (если не полностью убедительной) моделью для некоторых (которые еще предстоит выявить) представителей класса повторных новых. Для характеристики таких систем существенны следующие три условия: 1) местом вспышки является вырожденный карлик; 2) для обеспечения достаточно высокой скорости аккреции требуется, чтобы спутник был гигантом, и 3) светимость в максимуме блеска должна быть близка к эддингтоновскому пределу, что характерно для конфигурации с ядерным горе-

нием. Наблюдения некоторых особых повторных новых позволили бы таким образом исключить механизм термоядерного взрыва. Например, в случае WZ Sge наблюдения дают верхний предел расстояния до нее, а это в свою очередь ограничивает сверху светимость в максимуме, которая оказывается значительно ниже эддингтоновского предела [15]. Другим примером является повторная новая T Cr B оценки массы голубого компонента, которой дают большие значения, несвойственные белым карликам [31, 38], но прекрасно соответствуют аккреционной модели, построенной из эволюционных соображений [58, 61].

Е. Ядерный синтез, сопровождающий вспышки новых. Предсказания, касающиеся вклада классических новых в обогащение вещества Галактики тяжелыми элементами нужно рассматривать с осторожностью, поскольку наши знания о природе их прародителей и долговременной эволюции отдельных систем содержат большие неопределенности. Особенно отметим следующие: 1) не известна частота вспышек новых как функция времени на протяжении жизни Галактики; 2) не известен интервал, в котором лежат массы белых карликов, компонентов двойных систем новых, а следовательно, и средняя масса, которая может быть выброшена на одну вспышку, 3) не известно, чем обусловлено высокое содержание в оболочках новых C, N и O, поэтому нельзя предсказать возможное в связи с этим увеличение содержания других элементов (например, неона). К тому же содержание элементов в оболочке оказывается чувствительным к температуре, достигаемой во время вспышки; это обстоятельство, а также конвективное состояние вещества перед вспышкой подчеркивают эти неопределенности.

Однако, поскольку эта книга посвящена ядерному синтезу в различных астрономических объектах, некоторые общие замечания относительно ожидаемого вклада вспышек новых в обогащение межзвездной среды химическими элементами здесь уместны. Общее количество вещества, поставляемое новыми в межзвездную среду, можно грубо оценить на основании следующих допущений: 1) современная частота вспышек новых составляет $\sim 25 \text{ год}^{-1}$; 2) эта частота принимается постоянной на протяжении всего существования Галактики и 3) средняя масса вещества, выброшенного за одну вспышку, составляет $\sim 10^{-4} M_{\odot}$. Это дает

$$\sim 2,5 \cdot 10^7 M_{\odot} (\bar{R}/25 \text{ лет}^{-1}) (M_e/10^{-4} M_{\odot}),$$

где \bar{R} — средняя частота вспышек, а M_e — масса вещества, выбрасываемого новой при вспышке. Отметим, что эта величина составляет всего лишь 1/400 часть массы межзвездного газа ($\sim 10^{10} M_{\odot}$) в нашей Галактике. В выбросах новых содержание тяжелых элементов в ~ 400 раз превышает содержание на Солнце. Это, видимо, исключает возможность того, что новые ответственные за образование преобладающих изотопов C, N и O. Однако они могут вносить важный вклад в содержание редких изотопов: ^{13}C , и особенно ^{15}N и ^{17}O . Ожидается также

высокая концентрация ${}^7\text{Li}$ [47], но избыток здесь сильно зависит от модели.

Некоторый интерес в свете последних исследований представляет возможность того, что новые являются поставщиками ${}^{22}\text{Ne}$. При температурах, достигаемых в слоях горения водорода в новых, реакции захвата протонов протекают достаточно быстро, чтобы весь первоначальный ${}^{20}\text{Ne}$ превратился в ${}^{22}\text{Na}$, который в дальнейшем распадается ($\tau_{1/2} = 2,60$ года) с образованием ${}^{22}\text{Ne}$. Если первоначальное содержание неона сравнимо с солнечным, то после вспышки оно увеличивается примерно в 8 раз. Хотя это и кажется недостаточным, чтобы объяснить его содержание в Галактике, этот неон должен представлять собой чистую составляющую ${}^{22}\text{Ne}$, сравнимую с *Ne-E*, выделенную в метеорите Оргей [13]. Интересно также отметить, что присутствие такого количества ${}^{22}\text{Na}$ в выбросе новой создает источник γ -излучения [11, 33, 53] (см. также гл. 18), который может быть обнаружен современными средствами. Ожидаемый поток γ -излучения составляет

$$F_{1,275} = [8 \cdot 10^{-5} \exp(-t/3,8) D^{-2} (\text{кпс})] (\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1} [(M_e/10^{-4} M_{\odot}) R_{22}],$$

где t — время, прошедшее после вспышки, в годах, D — расстояние в килопарсеках, M_e — масса выброшенного вещества оболочки и R_{22} — отношение первоначального содержания ${}^{22}\text{Na}$ в выбросе к солнечному содержанию ${}^{22}\text{Ne}$ ($2 \cdot 10^{-4}$ по массе [8]). Если весь исходный ${}^{20}\text{Ne}$, содержание которого сначала равно солнечному, превратился в ${}^{22}\text{Na}$, то $R_{22} \approx 8$. Для двух новых (V1500 Cyg 1975 и FH Ser 1970) удалось экспериментально определить верхний предел потока γ -излучения при энергии 1,275 МэВ [33]; он оказался равным 10^{-3} фотон/(см 2 ·с), что исключает более высокую оценку потока, полученную автором в предположении, $R_{22} \sim 100$. Хотя анализ некоторых новых, включая V1500 Cyg 1975 [20], указывает, что первоначальное содержание неона может быть повышенным, представляется, что содержание ${}^{22}\text{Na}$ не отражает этого обогащения. Регистрация γ -излучения (или хотя бы установление более строгого верхнего предела), обусловленного распадом ${}^{22}\text{Na}$ от будущих вспышек новых, должна дать важные граничные условия для характера этих термоядерных явлений.

Недавно проведено сравнение условий в оболочках новых после окончания термоядерной вспышки с условиями, необходимыми для синтеза ${}^{26}\text{Al}$ [1]. Если новые представляют источник *Ne-E*, то, следовательно, в метеоритном веществе должен существовать аналогичный избыток ${}^{26}\text{Mg}$, который получается из распада ${}^{26}\text{Al}$.

Существует большая неопределенность в оценке, которую мы дали для содержания ${}^{22}\text{Na}$. Уоллес и Вусли [57] нашли, что скорость реакций ${}^{22}\text{Na}(p, \gamma){}^{23}\text{Mg}$ и ${}^{21}\text{Na}(p, \gamma){}^{22}\text{Mg}$, использовавшаяся в более ранней работе, имела большую ошибку. После учета вклада от недавно открытых резонансов при низких энергиях было найдено, что скорость разрушения ${}^{22}\text{Na}$ оказалась значительно больше при температуре

$1 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$ К, характерной для горения водорода в оболочке новой во время вспышки. Необходимо дальнейшее изучение этого вопроса, но и теперь после пересмотра представляется вероятным, что в выбросе новой должно быть более низкое содержание ^{22}Na .

На этом уместно закончить главу. Огромный вклад профессора Фаулера в ядерную астрофизику складывался из его непрерывных усилий поддерживать экспериментальные и теоретические исследования в ядерной физике, имеющие отношение к проблемам астрофизики. И в нашей области для более полного понимания определенного астрофизического явления необходимо ожидать результатов дальнейших исследований в ядерной физике.

Мне приятно поблагодарить профессора М. Риса за гостеприимство, оказанное мне в Астрономическом институте. Это исследование было финансировано Национальным научным фондом (стипендия AST 78-20123). Во время написания этой главы автор был гугенгеймовским стипендиатом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Arnould M., Nørgaard H., Thielemann F. K., Hillebrandt W. *Astrophys. J.*, **237**, 931, 1980.
2. Arp H. C. *Astr. J.*, **61**, 15, 1956.
3. Bath G. T. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **182**, 35, 1978.
4. Bath G. T., Shaviv G. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **175**, 305, 1976.
5. Bath G. T., Shaviv G. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **183**, 515, 1978.
6. Becker S. A., Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **232**, 831, 1979.
7. Bethe H. A. *Phys. Rev.*, **55**, 434, 1939.
8. Cameron A. G. W. *Space Sci. Rev.*, **15**, 121, 1973.
9. Caughlan G. R., Fowler W. A. *Astrophys. J.*, **136**, 453, 1962.
10. Clayton D. D. *Astrophys. Space Sci.*, **65**, 179, 1979.
11. Clayton D. D., Hoyle F. *Astrophys. J. Lett.*, **187**, L101, 1974.
12. de Vaucouleurs G. *Astrophys. J.*, **223**, 351, 1978.
13. Eberhardt P. *Proceedings of the Ninth Lunar and Planetary Science Conference*, **1**, 1027, 1978.
14. Ennis D., Becklin E. E., Beckwith S., Elias J., Gatley I., Matthews K., Neugebauer G., Willner S. P. *Astrophys. J.*, **214**, 331, 1977.
15. Fabian A. C., Pringle J. E., Stickland D. J., Whelan J. A. J. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **191**, 457, 1980.
16. Ford H. C. *Astrophys. J.*, **219**, 595, 1977.
17. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69, 1975.
18. Ferland G. J. *Astrophys. J.*, **215**, 873, 1977.
19. Ferland G. J. Частное сообщение, 1979.
20. Ferland G. J., Shields G. A. *Astrophys. J.*, **226**, 172, 1978.
21. Gallagher J. S., Code A. D. *Astrophys. J.*, **189**, 303, 1974.
22. Gallagher J. S., Hege E. K., Kopriva D. A., Williams R. E., Butcher H. R. *Astrophys. J.*, **237**, 55, 1980.
23. Gallagher J. S., Holm A. V. *Astrophys. J., Lett.*, **189**, L123, 1974.
24. Gallagher J. S., Starrfield S. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **176**, 53, 1976.
25. Geisel S. L., Kleinmann D. E., Low F. J. *Astrophys. J. Lett.*, **161**, L101, 1970.
26. Giannone P., Weigert A. *Z. Astrophys.*, **67**, 41, 1967.
27. Hutchings J. B. *Astrophys. J.*, **232**, 176, 1980.

28. Hyland A. R., Neugebauer G. *Astrophys. J. Lett.*, **160**, L177, 1970.
29. Iben I., Jr. *Astrophys. J.*, **217**, 788, 1977.
30. Kenyon S. J., Truran J. W. Неопубликованные вычисления, 1980.
31. Krafft R. P. *Astrophys. J.*, **127**, 625, 1958.
32. Lamb D. Q., Van Horn H. M. *Astrophys. J.*, **200**, 306, 1975.
33. Leventhal M., MacCallum C., Watts A. *Astrophys. J.*, **216**, 491, 1977.
34. Mustel E. R., Boyarchuk A. A. *Astrophys. Space Sci.*, **6**, 183, 1970.
35. Nariai K., Nomoto K. In Proceedings International Astronomical Union Colloquium No. 53, White Dwarfs and Variable Degenerate Stars, eds. H. M. Van Horn, V. Wiedemann, Rochester Press, 1979.
36. Nariai K., Nomoto K., Sugimoto J. *Publ. Astron. Soc. Japan*, **32**, 473, 1980.
37. Oemler A., Jr., Tinsley B. M. *Astrophys. J.*, **84**, 985, 1979.
38. Paczyński B. *Acta Astron.*, **15**, 197, 1965.
39. Paczyński B. *Acta Astron.*, **21**, 417, 1971.
40. Prialnik D., Shara M. M., Shaviv G. *Astron. Astrophys.*, **62**, 339, 1978.
41. Prialnik D., Shara M. M., Shaviv G. *Astron. Astrophys.*, **72**, 192, 1979.
42. Shara M. M. *Astrophys. J.*, **239**, 581, 1981.
43. Шкловский И. С. *Астрон. ж.*, **55**, 726, 1978.
44. Sion E. M., Acierno M. J., Tomczyk S. *Astrophys. J.*, **230**, 832, 1979.
45. Sparks W. M., Starrfield S., Truran J. W. *Astrophys. J.*, **220**, 1063, 1978.
46. Starrfield S., Sparks W. M., Truran J. W. In Structure and Evolution of Close Binary Systems, ed. P. Eggleton, S. Mitton, J. Whelan, Dordrecht, Riedel, 155, 1976.
47. Starrfield S., Truran J. W., Sparks W. M. *Astrophys. J.*, **226**, 186, 1978.
48. Starrfield S., Truran J. W., Sparks W. M., Arnould M. *Astrophys. J.*, **222**, 600, 1978.
49. Taam R. *Astrophys. Lett.*, **19**, 47, 1978.
50. Taam R., Faulkner J. *Astrophys. J.*, **198**, 435, 1975.
51. Truran J. W. In Proceedings International Astronomical Union Colloquium No. 53, White Dwarfs and Variable Degenerate Stars, eds. H. M. Van Horn, V. Weidemann, Rochester Press, 1979, p. 532.
52. Truran J. W. In Proceedings International Astronomical Union Colloquium No. 53, White Dwarfs and Variable Degenerate Stars, eds. H. M. Van Horn, V. Weidemann, Rochester. University of Rochester Press, 1979, p. 532.
53. Truran J. W., Starrfield S. G., Sparks W. M. In Gamma Ray Spectroscopy in Astrophysics, eds. T. L. Cline, R. Ramaty, Greenbelt, NASA-79619, 1978.
54. Truran J. W., Starrfield S., Strittmatter P. A., Wyatt S. P., Sparks W. M. *Astrophys. J.*, **211**, 539, 1977.
55. Tylanda R. *Acta Astron.*, **28**, 333, 1978.
56. von Weizsacker C. F. *Phys. Z.*, **39**, 633, 1938.
57. Wallace R. K., Woosley S. E. Препринт, 1980.
58. Webbink R. F. *Nature*, **262**, 271, 1976.
59. Webbink R. F. In Proceedings IAU Colloquium No. 53, White Dwarfs and Variable Degenerate Stars, eds. H. M. Van Horn, V. Weidemann, Rochester: University of Rochester Press, 1979, p. 426.
60. Webbink R. F. Частное сообщение, 1979.
61. Webbink R. F. In Proceedings IAU Colloquium No. 46, Changing Trends in Variable Star Research, Rochester, University of Rochester Press, 1979.
62. Webbink R. F., Gallagher J. S. Частное сообщение, 1979.
63. Weidemann V. *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **6**, 351, 1968.
64. Williams R. E., Gallagher J. S. *Astrophys. J.*, **228**, 482, 1979.
65. Williams R. E., Woolf N. J., Hege E. K., Moore R. L., Kopriva D. A. *Astrophys. J.*, **224**, 171, 1978.
66. Wu C.-C., Kester D. *Astron. Astrophys.*, **58**, 331, 1977.

СВОБОДНЫЕ И СВЯЗАННЫЕ КВАРКИ – УСКОРИТЕЛИ И РАННЯЯ ВСЕЛЕННАЯ

Р. В. Вагонер

I. ВВЕДЕНИЕ

В 1965 г., когда я поступил стажером-исследователем в Радиационную лабораторию Келлога, Вселенная представлялась расширяющейся со скоростью взрыва. Двумя годами раньше, в 1963 г., М. Шмидт [35] показал, что квазары, будучи самыми далекими видимыми маяками Вселенной, предоставляют беспрецедентную возможность заглянуть в ее прошлое. Однако это первенство квазары удерживали за собой очень не долго. Под влиянием всеобщего энтузиазма, вызванного открытием микроволнового фонового излучения в экспериментах Пензиаса и Уилсона [32] и его интерпретацией, предложенной Дикке, Пиблсом, Роллом и Уилкинсоном [11], у меня созрело решение отправиться в Калифорнийский технологический институт (КТИ).

Фаулер мгновенно осознал значение ядерных реакций для теории расширяющейся Вселенной. Хотя Пиблс уже выполнил свои первые точные расчеты распространенности ${}^4\text{He}$ [31], Фаулер понимал, что полный расчет распространенностей всех образующихся ядер может дать важную дополнительную информацию. В связи с этим он предложил мне поработать с ним и с Хойлом. Результаты были получены через год [44]. Ниже излагается последующее развитие этой работы, которая представляет собой распространение теории связанных кварков на гипотетическую, но весьма заманчивую область свободных кварков.

Во время нашего сотрудничества под влиянием Фаулера я постоянно испытывал душевный подъем и ощущение радости от исследовательской работы. Его заразительный энтузиазм, его щедрая поддержка и научная интуиция всегда служили мне путеводной звездой. В Радиационной лаборатории Келлога он был всем нам отцом. Я в неоплатном долгу перед ним.

II. ИЗУЧЕНИЕ РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Теорию расширения Вселенной из сингулярного состояния с полным основанием можно отнести к величайшей из всех научных экстраполяций. (Современный обзор этой проблемы можно найти в работах [43, 46].) Вряд ли когда-либо удастся осуществить прямые наблюдения Вселенной при красных смещениях, превышающих 10^3 , т.е. в ту эпоху, когда объединение (а не рекомбинация) частиц первичной плазмы

в атомы привело к освобождению фотонов. В принципе свободный безмассовый бозон-гравитон-благодаря слабости его взаимодействия позволил бы наблюдать Вселенную и на гораздо более ранних стадиях эволюции. Однако из-за слабости гравитационного взаимодействия возможность его прямого обнаружения в предвидимом будущем крайне маловероятна. Тем не менее принято применять модель расширяющейся Вселенной и к далеким эпохам вплоть до планковского времени (10^{-43} с), характеризуемого энергией $\sim 10^{19}$ ГэВ и плотностью $\sim 10^{94}$ г/см³. Справедливо ли считать, что теория способна описать столь раннюю Вселенную?

К счастью, современная распространенность элементарных частиц других типов может служить косвенным средством изучения ранних стадий эволюции Вселенной. Подходящие для этой цели элементарные частицы, очевидно, должны быть стабильными (время жизни $\geq 10^{10}$ лет). Если физические процессы, ответственные за образование таких элементарных частиц в ранней Вселенной, будут поняты достаточно хорошо, то предсказываемые значения их современных распространенностей могут служить критерием применимости модели расширяющейся Вселенной к той стадии, на которой эти частицы образовались. Наиболее эффективным средством проверки до сих пор остаются легкие ядра, в частности ²H и ⁴He. Здесь мы кратко опишем этот метод проверки и затем более детально проанализируем вопрос о рождении свободных кварков в ранней Вселенной и в процессах соударения частиц высоких энергий. Распространенности дейтерия и гелия несут информацию об условиях, господствовавших во Вселенной в период, для которого типичны энергии частиц 0,1–1,0 МэВ, а распространенность свободных кварков, как мы увидим ниже, должна отражать условия при энергиях частиц 0,1–1,0 ГэВ.

Прежде чем перейти к проблеме образования связанных и свободных кварков, рассмотрим два других возможных теста. Единственно подходящими с этой точки зрения лептонами являются нейтрино, однако, подобно гравитонам, их нелегко обнаружить. Свое присутствие они могут выдать только через гравитационные эффекты, но для этого их плотность должна быть по крайней мере сравнима с плотностью обычного вещества и меньше предела, накладываемого значением параметра замедления. Это требование приводит к двум возможностям: либо $1 \text{ эВ} \lesssim m_\nu \lesssim 30 \text{ эВ}$, либо $3 \text{ ГэВ} \lesssim m_\nu \lesssim 13 \text{ ГэВ}$ [40]. Если ограничиться рассмотрением трех известных типов нейтрино: электронного ν_e , мюонного ν_μ и τ -нейтрино, то остается только первая возможность. Такие нейтрино отделяются от вещества ранней Вселенной при $kT \sim \sim 1 \text{ МэВ}$, поэтому в современную эпоху их концентрация должна быть приблизительно равна плотности числа фотонов. Нейтрино будут объединяться с обычным веществом, причем степень объединения зависит от их массы и от (до сих пор не установленного) механизма возникновения в расширяющейся Вселенной крупномасштабной структуры (галактик, скоплений галактик и т.д.) [41]. Недавно возобновились дискуссии

по поводу того, что нейтринное море может представлять собой скрытую массу, которая необходима для связывания скоплений галактик [4, 36]. Однако пока измерения не покажут, что масса нейтрино действительно составляет ~ 10 эВ, нет никаких оснований отдать предпочтение именно этому виду «скрытой массы». Необходимую информацию дадут, по-видимому, эксперименты, предназначенные для поиска осциллирующих нейтрино [1, 5, 21, 34] и аномалий в спектрах β -распада [20], которые либо еще разрабатываются, либо уже осуществляются.

На ранних стадиях эволюции Вселенной при экстремально высоких энергии и плотности могли рождаться такие стабильные элементарные частицы, которые никогда не удастся получить на земных ускорителях. Особый интерес представляют магнитные монополи. Возможность существования таких частиц естественным образом вытекает из многочисленного класса теорий великого объединения, связывающих слабое, электромагнитное и сильное взаимодействия [7]. В простейших моделях, включающих фазовые переходы второго рода, предсказывается рождение приблизительно одного магнитного монополя на видимую область Вселенной [33]. Что касается возможных значений массы магнитного монополя, то эта модель приводит к слишком большому значению современной плотности вещества. Чтобы не допустить образования избыточной массы во Вселенной, приходится привлекать более сложные модели [15, 23].

Таким образом, либо теория великого объединения, либо теория ранней Вселенной оказывается далеко не такой простой, как хотелось бы. При этом следует лишний раз подчеркнуть, что нельзя отдать предпочтение какой-либо из этих двух возможностей до тех пор, пока развитие соответствующей области физики элементарных частиц не приведет к независимому экспериментальному подтверждению одной из них. Этот пример иллюстрирует основной принцип, согласно которому любая гипотеза о ранней Вселенной должна опираться на хорошо обоснованные и экспериментально проверенные локальные физические законы.

Этот принцип лежит и в основе нашей убежденности в том, что современная распространенность ряда легких ядер может дать сведения о ранней Вселенной. Поскольку Шрамм и Вагонер [37, 43] представили исчерпывающий обзор этого вопроса, здесь мы обсудим лишь основные выводы. При этом мы будем придерживаться консервативного метода исследования ранней Вселенной, сущность которого состоит в сравнении предсказаний простейшей из моделей — стандартной космологической модели — с наблюдаемыми распространенностями ядер и элементарных частиц. Эта модель основана на двух фундаментальных предположениях:

а) ранняя Вселенная была почти однородной и изотропной во всех макроскопических масштабах;

б) гравитационное взаимодействие (для времен, превышающих планковское время) описывается общей теорией относительности (с возмож-

ным включением космологической постоянной).

Предположение (б) подтверждается наблюдениями последних лет, особенно наблюдениями двойных пульсаров, в пользу же предположения (а) свидетельствуют лишь наблюдения, имеющие дело с самыми большими масштабами современной Вселенной. Помимо этих двух предположений находят подтверждение также и другие, относящиеся к эпохам, которые соответствуют энергиям, достижимым в земных условиях. Их можно сформулировать следующим образом:

- в) барионное число Вселенной сохраняется и положительно,
- г) лептонное число (по абсолютной величине) меньше числа фотонов,
- д) во Вселенной присутствуют только уже известные типы элементарных частиц.

Для дальнейшего рассмотрения удобно ввести две величины, характеризующие число степеней свободы различных типов существующих частиц. Пусть g_b — полная кратность спинового вырождения всех релятивистских бозонов и g_f — соответствующая величина для фермионов. Тогда, полагая $g_* = g_b + 7/8 g_f$, получим следующее соотношение между полной плотностью ρ и плотностью массы-энергии фотонов ρ_γ :

$$\rho = (g_*/2)\rho_\gamma. \quad (1)$$

В этом случае, зная релятивистскую скорость расширения, найдем связь между временем расширения и температурой излучения:

$$t \approx 2,4 \cdot 10^{-6} g_*^{-1/2} [kT(\text{ГэВ})]^{-2} \text{ с}. \quad (2)$$

Другая величина, являющаяся мерой числа степеней свободы, относится к частицам, которые находятся в тепловом равновесии с фотонами. Из сохранения полной энтропии таких частиц получаем соотношение:

$$g_E V T^3 = \text{const}, \quad (3)$$

где V — элемент объема, содержащий фиксированное число барионов. Это уравнение связывает эпохи, в которые доминирующую роль играли релятивистские частицы.

История ранней Вселенной в интересующую нас здесь эпоху изображена на рис. 1. Эволюция представлена через введенные выше эффективные числа степеней свободы, которые оказываются различными только после отделения нейтрино от других элементарных частиц. Эта эпоха включает в себя как кварк-адронные переходы (при $kT \sim 0,3$ ГэВ), которые будут рассмотрены в разд. IV, так и нуклон-ядерные переходы (при $kT \sim 0,1$ МэВ), к обсуждению которых мы сейчас приступим.

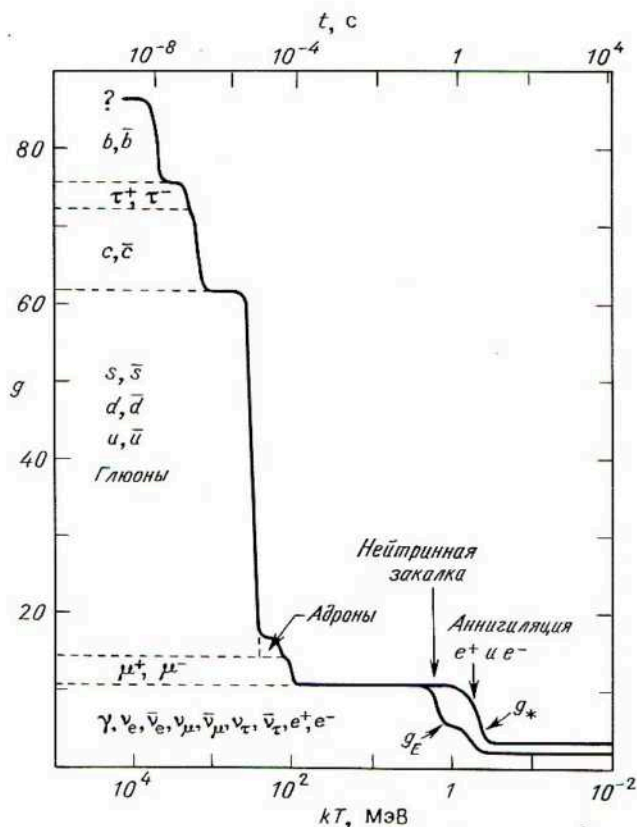
Прежде всего необходимо напомнить, что в области энергий $0,10 \text{ МэВ} < kT < 10^2 \text{ МэВ}$ большинство адронов находились в форме нейтронов и протонов и вносили незначительный вклад в общую плотность ρ . Их относительная распространенность, обусловленная реакциями

$$n + \nu_e \rightleftharpoons e^- + p, \quad n + e^+ \rightleftharpoons \bar{\nu}_e + p, \quad (4)$$

стала отклоняться от равновесного значения при $kT \approx 1$ МэВ, т.е. когда скорость реакций (4) стала меньше скорости расширения Вселенной. Последующий распад нейтронов несколько изменял относительную распространенность, и так продолжалось до момента $kT \approx 0,1$ МэВ, когда стало возможно образование ядер и большинство нейтронов вошли в состав ${}^4\text{He}$. Поскольку ни скорость расширения Вселенной, ни малые скорости реакций (4) не зависят от концентрации барионов, распространенность ${}^4\text{He}$ зависит от этой плотности гораздо слабее, чем для всех других ядер.

Синтез химических элементов, сопровождающий начальную стадию расширения Вселенной, перспективен для исследований благодаря тому исключительно важному факту, что по существу для всех представляю-

Рис. 1. Элементарные частицы, которые вносили основной вклад в плотность Вселенной в эпоху цепочки превращений: кварк \rightarrow адрон \rightarrow нуклон \rightarrow ядро. На графике отложена зависимость полного эффективного числа степеней свободы, g , от времени и температуры.



Этих интерес реакций эффективные сечения были измерены при энергиях, близких или равных значениям, которые имели место в реальных условиях. Этот факт нашел отражение в том, что рассчитанные конечные распространенности, приведенные на рис. 2, не претерпели заметных изменений по сравнению с результатами первоначальных расчетов. Единственным свободным параметром является отношение числа барионов к числу фотонов или эквивалентная величина

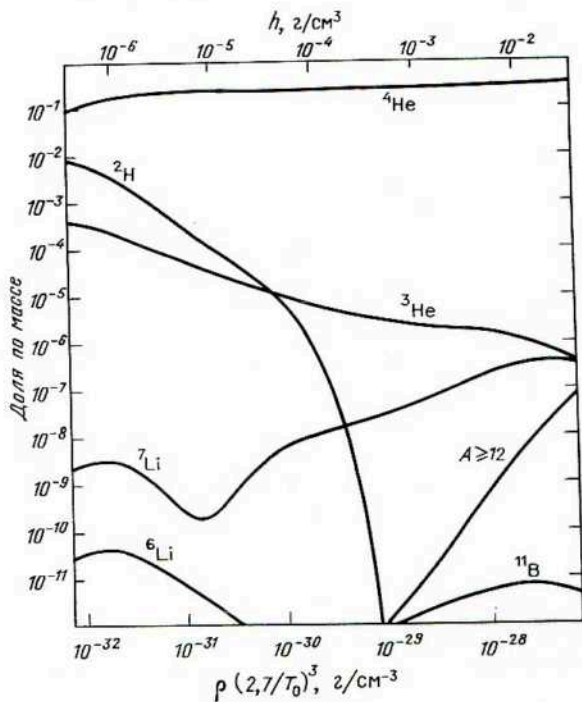
$$h = (\rho_0 / 2,44 \cdot 10^{-26} \text{ г/см}^3) (2,9 \text{ К}/T_0)^3, \quad (5)$$

где ρ_0 — плотность, обусловленная барионами, T_0 — температура фотонов в современную эпоху.

Несмотря на то, что расчетные распространенности ^2H , ^3He , ^4He и ^7Li почти совпадают с наблюдаемыми значениями при $\rho_0 \approx 7 \cdot 10^{-31} \text{ г/см}^3$, в дальнейшем мы будем рассматривать только роль распространенности ^4He . Это вызвано следующими двумя причинами:

1. Наблюдение распространенности ^4He как в нашей Галактике, так и в других галактиках укрепляет уверенность в том, что ни звезды, ни

Рис. 2. Конечные значения распространенностей, предсказываемые стандартной космологической моделью [42].



другие галактические объекты не могли быть источником основной массы гелия.

2. Интервал возможных значений первичной распространенности ${}^4\text{He}$ оказался настолько узким, что, как мы увидим ниже, он накладывает серьезные ограничения на большинство мыслимых отклонений от стандартной космологической модели.

По этой причине мы рассматриваем ${}^4\text{He}$ как наилучший ядернофизический инструмент исследования ранней Вселенной. Следует, однако, отметить, что если галактические источники ${}^2\text{H}$ так и не будут обнаружены, то предел на современную плотность, обусловленную барионами, вытекающий (согласно стандартной космологической модели) из наблюдаемой в межзвездной среде распространенности дейтерия $X \approx 2 \cdot 10^{-5}$, будет составлять $\rho_0 \leq 7 \cdot 10^{-31}$ г/см³. Но и этому не следует полностью доверять до тех пор, пока не будет понята природа открытых недавно неоднородностей в распространенности дейтерия [27].

Распространенность гелия определяется по существу двумя факторами, зависящими от конкретного выбора модели ранней Вселенной:

1. Скоростью расширения $V^{-1}dV/dt$, которая при условии справедливости общей теории относительности пропорциональна $\rho^{1/2}$. Если принять, что эта скорость равна умноженной на коэффициент ξ скорости расширения, следующей из стандартной космологической модели, то относительная масса, приходящаяся на долю гелия, есть

$$X({}^4\text{He}) = 0,250 + \frac{1}{4} 0,0195 \lg(10^5 h) + 0,380 \lg \xi \quad (6)$$

при условии, что $h \gtrsim 10^{-5}$ и что во время нуклеосинтеза имеются только три типа релятивистских ($m_\nu \lesssim 1$ МэВ) нейтрино. Чем быстрее процесс расширения, тем выше температура «нейтринной закалки». Повышение скорости расширения и температуры нейтринной закалки в свою очередь приводит к возрастанию отношения числа нейтронов к числу протонов и в конечном итоге к росту распространенности ${}^4\text{He}$.

2. Плотностью числа состояний в фазовом пространстве электронных нейтрино, от которой зависит скорости слабых процессов (4). В данном случае наиболее сильные эффекты имеют место тогда, когда нарушается предположение (γ) стандартной космологической модели, а именно когда либо электронные нейтрино, либо антинейтрино становятся вырожденными. Избыток нейтрино (антинейтрино) будет сдвигать равновесное отношение числа нейтронов к числу протонов в сторону более низких (более высоких) значений. Если потребовать, чтобы при заметном изменении этого отношения современная плотность нейтрино все еще оставалась не слишком высокой, то граничная энергия Ферми Φ_ν должна удовлетворять условию $1 \lesssim |\Phi_\nu/kT| \lesssim 30$.

Отсюда кажется очевидным, что современная распространенность гелия связана с первоначальной долей по массе X_0 и с количеством гелия ΔX , образованного в звездах, посредством соотношений

$$X({}^4\text{He}) = X_0({}^4\text{He}) + \Delta X({}^4\text{He}), \quad (7a)$$

$$\Delta X({}^4\text{He}) \approx \alpha Z, \quad (7б)$$

где Z — доля элементов тяжелее ${}^4\text{He}$, а $\alpha \approx 2 - 3$. Янг и др. [48], исходя из своего анализа данных наблюдений, приняли для первичной распространенности гелия $0,20 \leq X_0 \leq 0,25$, а Стекер [39] получил $X_0 \leq 0,23$. Если же учесть все неопределенности, которые являются неизбежной помехой в определении распространенностей, то для осторожности следовало бы, по-видимому, несколько ослабить эти ограничения.

Несмотря на это, весьма примечателен тот факт, что количество гелия, предсказываемое стандартной космологической моделью, столь близко к интервалу значений, найденному из наблюдений. Без учета неожиданностей, тающихся в глубинах Вселенной, мы приходим к выводу, что если X_0 действительно описывает количество гелия, синтезированное в ранней Вселенной, то ξ должно быть близко к единице, а $|\Phi_V| \ll kT$. Что же означают эти условия с точки зрения представлений о Вселенной эпохи синтеза элементов?

Отсылая читателя за подробностями к упомянутым выше обзорам, сформулируем эту проблему в терминах допустимых нарушений каждого из пяти перечисленных выше предположений, лежащих в основе стандартной космологической модели. Очевидно, условие $|\Phi_V| \ll kT$ непосредственно указывает на справедливость предположения (г), относящегося к лептонному числу Вселенной. По-видимому, справедливо и предположение (в), так как трудно поверить, чтобы включение реакций с участием антивещества сохранило образование гелия на уровне 25%.

Условие $\xi \sim 1$ нарушается как в большинстве других теорий гравитации, так и в случае, если Вселенная сильно анизотропна, хотя крупномасштабную (превышающую горизонт элементарных частиц) неоднородность в распределении плотности вещества, так же как и произвольную неоднородность распределения плотности барионов, вполне можно согласовать с этим условием. Таким образом, получают частичное подтверждение как предположение (а), космологический принцип, так и предположение (б).

Большой интерес привлекло предположение (д). Любые частицы массой покоя $m \lesssim 1$ МэВ в рассматриваемую эпоху были релятивистскими (если только их температура не была много ниже температуры фотонов вследствие раннего отделения от остального вещества) и поэтому вносили заметный вклад в полную плотность вещества. Повышение плотности должно было привести к возрастанию скорости расширения и увеличению распространенности ${}^4\text{He}$. Даже если принять, что весь существующий в современную эпоху гелий образовался в звездах, то и в этом случае верхний предел на ξ все еще сохранит свой смысл; при этом число новых разновидностей таких частиц будет ограничено несколькими типами.

Итак, большая часть свойств модели расширяющейся Вселенной в эпоху нуклеосинтеза может найти свое отражение в распространенности ${}^4\text{He}$. Чтобы полнее исследовать эту эпоху, необходимо определить распространенности ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$, ${}^4\text{He}$ и ${}^7\text{Li}$ в разных участках, охватывающих как можно большую область Вселенной. Степень неоднородности

этих распространенностей (в пространстве и во времени) может стать важным ключом к выяснению их природы.

Теперь обратимся к предыдущей эпохе в истории Вселенной, во время которой происходил переход от свободных к связанным кваркам. При этом будем исходить из предположения, что некоторым кваркам удалось избежать попадания в «адронные ловушки». Тогда эти кварки могли бы служить инструментом для исследования этой более ранней эпохи. Однако сначала проанализируем теорию, в которой не требуется удержания кварков.

III. НАРУШЕННАЯ КВАНТОВАЯ ХРОМОДИНАМИКА

Теория квантовой хромодинамики (КХД) обеспечила логически обоснованную базу для проникновения в сущность природы сильного взаимодействия (обзор современного состояния этого вопроса можно найти в работах [3, 28, 38]). Впечатляющее согласие с данными экспериментов было найдено для расстояний < 1 ферми ($= 10^{-13}$ см), где благодаря асимптотической свободе квантовой хромодинамики можно использовать метод возмущений. Сопоставление с экспериментом гораздо труднее для расстояний > 1 ферми, при которых эквивалентная постоянная тонкой структуры оказывается больше единицы. Тем не менее теперь можно, по-видимому, считать фактически установленным, что для таких расстояний в теории возникает линейный потенциал, удерживающий между собой тяжелые кварк-антикварковые пары [9, 18, 19, 47].

Экспериментальные свидетельства в пользу полного удержания кварков являются менее определенными. Верно лишь то, что только станфордская группа утверждает, будто у нее есть веские аргументы в пользу существования частиц с дробным зарядом [24–26]. Однако Лакнер и Цвейг [22], как и ряд других исследователей, указали, что необычные химические свойства свободных кварков делают бессмысленными большинство приводившихся в литературе ограничений на их распространенность [17].

Не собираясь принять ту или иную сторону в этом споре, рассмотрим некоторые следствия возможного существования свободных кварков, допустимого в рамках минимального варианта модификации КХД. Примем, следуя [10], что все глюоны могут иметь одинаковую массу μ . (Мы, однако, не будем пользоваться введенной в [10] моделью кваркового мешка.) В этом случае согласие с данными экспериментов достигается при $\mu \lesssim 100$ МэВ, т.е. при условии, что радиус действия цветовой силы по крайней мере не меньше 2 ферми. Поскольку другие бозоны с массой покоя (например, W^+ , W^- , Z^0), по всей вероятности, действительно существуют, в природе может и не быть принципа, который бы запрещал глюону иметь массу покоя. Предельный случай полного удержания соответствует условию $\mu \rightarrow 0$, а это, как мы увидим ниже, приводит к тому, что масса свободного кварка стремится к бесконечности ($M_q \rightarrow \infty$).

Выберем плотность лагранжиана в виде ($\hbar = c = 1$):

$$L = \sum_f \bar{q}_f [\gamma^\mu (i\partial/\partial x^\mu - 1/2 g A_\mu^A \lambda_A) - m_f] q_f - \\ - 1/4 F_{\mu\nu}^A F_A^{\mu\nu} + 1/2 \mu^2 A_\mu^A A_\mu^A. \quad (8)$$

Символы имеют тот же смысл, что в работе [3]. Суммирование ведется как по пространственно-временным индексам μ, ν, \dots , так и по восьми глюонным индексам A, B, \dots . Каждое из кварковых полей q_f с заданным «ароматом» f является цветовым триплетом дираковского спинорного поля, а λ_A представляет собой набор цветовых матриц Гелл-Манна ранга 3×3 . Глюонные поля связаны с потенциалами A_μ^B посредством соотношения

$$F_{\mu\nu}^A = A_{\mu,\nu}^A - A_{\nu,\mu}^A + g f_{ABC} A_\mu^B A_\nu^C, \quad (9)$$

где f_{ABC} — структурные постоянные SU (3)-алгебры. Следует отметить, что входящая в формулу (8) масса кварков m_f является единственным параметром, с помощью которого «аромат» оказывает непосредственное влияние на сильное взаимодействие. Единственной постоянной связи является g .

Глюонный массовый член в плотности лагранжиана (8) является единственной причиной модификации квантовой хромодинамики. Этот член разрушает локальную калибровочную симметрию цветовой SU (3)-группы, но при этом сохраняет глобальную цветовую SU (3)-симметрию КХД. Добавление массового члена носит чисто феноменологический характер. Это обусловлено тем, что для наших целей нет необходимости углубляться в механизм нарушения симметрии (несмотря даже на то, что тех же результатов можно добиться с помощью хиггсовских бозонов [2, 10]).

Переходя к 3 + 1-мерному описанию, мы будем пользоваться выражениями $A_A^\mu = (\Phi_A, \mathbf{A}_A)$ для потенциалов и

$$J_A^\mu = 1/2 \sum_f \bar{q}_f \gamma^\mu \lambda_A q_f = (\rho_A, \mathbf{J}_A) \quad (10)$$

для цветового тока.

Цветовые электрические и магнитные поля \mathbf{E}_A и \mathbf{B}_A связаны с $F_A^{\mu\nu}$ таким же образом, как и в квантовой электродинамике. Переходя к гамильтоновой формулировке, необходимо иметь в виду, что, по аналогии с квантовой электродинамикой, канонически сопряженный с Φ_A импульс равен нулю, а \mathbf{E}_A является канонической переменной, сопряженной с \mathbf{A}_A . Таким образом, Φ_A является c -числом по отношению к полевым переменным.

Поскольку нас интересуют прежде всего взаимодействия глюонных полей, отделим от гамильтониана свободную дираковскую часть H' . Если применить «теорему Гаусса»

$$(\delta_{AB} \nabla + g f_{ABC} \mathbf{A}_C) \cdot \mathbf{E}_B = g \rho_A - \mu^2 \Phi_A, \quad (11)$$

где

$$E_A = -\dot{A}_A - \nabla\Phi_A + g f_{ABC} \Phi_B A_C, \quad (12)$$

и проинтегрировать по частям, то глюонный гамильтониан $H_* = H - H'$ в этом случае будет иметь вид

$$H_* = \int d^3x [(E_A^2 + B_A^2)/2 - g J_A \cdot A_A + \mu^2 (\Phi_A^2 + A_A^2)/2]. \quad (13)$$

Рассмотрим первое приближение, представляющее собой «электрический предел» * этой теории. Этот предел определяется условием $A_C \rightarrow 0$, которое предполагает также, что

$$B_C \rightarrow 0, \quad E_C \rightarrow -\nabla\Phi_C. \quad (14)$$

В этом случае теорема Гаусса и закон Ампера принимают вид

$$(\nabla^2 - \mu^2)\Phi_A = -g\rho_A, \quad (15)$$

$$\partial(\nabla\Phi_A)/\partial t = g(J_A + f_{ABC}\Phi_B\nabla\Phi_C). \quad (16)$$

Полагая, что Φ_A убывает на бесконечности быстрее, чем r^{-1} (это убывание является экспоненциальным), в результате интегрирования по всему пространству получаем для теоремы Гаусса

$$\int \Phi_A d^3x = g\mu^{-2}Q_A, \quad (17)$$

где $Q_A = \int \rho_A d^3x$. Глюонный гамильтониан может быть записан также в виде

$$H_* = 1/2 \int (E_A^2 + \mu^2\Phi_A^2) d^3x = (g/2) \int \rho_A \Phi_A d^3x. \quad (18)$$

Когат и Саскинд [18], используя модель решеточной калибровки Уилсона [47], показали, что в пределе сильной связи $g^2 \gg 1$ (соответствующей межкварковым расстояниям $\gg 1$ ферми) квантовая хромодинамика сводится (для бесцветных состояний) к теории кварков, взаимодействующих посредством собранных в трубки потоков электрических глюонов. При подобных конфигурациях энергия электрического поля становится минимальной, несмотря на то что в этом пределе для квантовых магнитных флуктуаций требуется большая дополнительная энергия. Таким образом, квантовохромодинамический предел сильной связи включает в себя и электрический предел.

Теперь предположим, что и в нарушенной квантовой хромодинамике поведение кварков на расстояниях 1 ферми $\ll r \lesssim \mu^{-1}$ (область действия глюонного поля) внутри систем, не имеющих нескомпенсированного цвета ($Q_A = 0$), можно описывать исходя из представлений о трубках цветного электрического поля. Рассмотрим теперь систему, состоящую из двух подсистем с противоположными цветовыми зарядами: $Q_{1A} = -Q_{2A}$. Примерами таких систем являются кварки и антикварки, A ме-

* Проводится аналогия между цветовым и электрическим зарядами.—Прим. перев.

зоны или нуклоны, в которых один из кварков расположен достаточно далеко от двух других. Используя одномерное решение уравнения (15), находим

$$H_* = (g^2 C^2 / A_\mu) (\operatorname{ch} \mu r - 1) / \operatorname{sh} \mu r \quad (r \gg 1 \text{ ферми}), \quad (19)$$

где $C^2 = Q_1^2$, A — площадь поперечного сечения трубки тока. В триплетном представлении для квадратичного цветового оператора Казимира имеем $C^2 = 4/3$. Легко видеть, что предельное поведение полученного эффективного потенциала имеет вид

$$H_* \rightarrow kr \quad \text{при } \mu r \ll 1, \quad (20)$$

$$H_* \rightarrow 2k/\mu \quad \text{при } \mu r \gg 1, \quad (21)$$

где силовая константа

$$k = (gC^2)/2A. \quad (22)$$

Предел (20) — это обычный линейный потенциал квантовой хромодинамики. Пределу (21) соответствуют два невзаимодействующих кварка. Поскольку для закрепленных на концах глюонной трубки кварков

$$H' = m_{f_1} + m_{f_2} \ll H_* \quad \text{при } \mu r \gg 1,$$

подавляющая часть массы M_q свободного кварка обусловлена его глюонным полем. Отсюда получаем

$$M_q = k/\mu \quad (23)$$

при условии, что $\mu^{-1} \gg 1$ ферми. Такая же зависимость от μ была получена в работе [10].

Значение параметра k можно связать с наклоном α' траекторий Редже, описываемых соотношением $J = \alpha' M^2$. Ниже мы будем придерживаться приближения Джонсона и Торна [16], однако модель кваркового мешка этих авторов мы не будем использовать. Мезоны или барионы с большими спинами можно представлять себе как равномерно вращающуюся трубку тока, концы которой движутся со скоростью света в силу того, что кварки можно по существу считать безмассовыми. В случае бариона на одном из концов трубки тока находятся два кварка. В локальной сопутствующей системе отсчета площадь поперечного сечения трубки A постоянна, а глюонные поля являются чисто электрическими. В общей инерциальной системе отсчета появляются индуцированные магнитные поля $\mathbf{B}_A = \mathbf{v} \times \mathbf{E}_A$. Поскольку большая часть массы и момента импульса сосредоточена в глюонных полях, получаем (для $\mu r \ll 1$) соотношения

$$M_h = 1/2 \int (E_A^2 + B_A^2) d^3x = kr \int_0^1 (1-v^2)^{-1/2} (1+v^2) dv, \quad (24)$$

$$J_h = \int \mathbf{x} \times (\mathbf{E}_A \times \mathbf{B}_A) d^3x = kr^2 \int_0^1 (1-v^2)^{-1/2} v^2 dv, \quad (25)$$

из которых следует, что

$$k = 4/(9\pi\alpha'). \quad (26)$$

Этот результат близок к значению $k = 1/(2\pi\alpha')$, полученному из рассмотрения дуальности [14] и моделей кварковых мешков [16]. Экспериментальные данные, относящиеся к триплетным кварковым состояниям [8], указывают на то, что $\alpha' \approx 0,90 \text{ ГэВ}^{-2}$, т. е. что

$$k \approx 0,80 \text{ ГэВ/ферми}. \quad (27)$$

Линейный потенциал, возникающий между достаточно удаленными связанными кварками, можно также найти исходя из феноменологической потенциальной энергии U , применяемой для описания спектра чармония. Экспериментальные данные достаточно хорошо воспроизводятся с помощью потенциала

$$U = -ar^{-1} + br, \quad (28)$$

поведение которого при малых r соответствует также предсказаниям, вытекающим из свойства асимптотической свободы. Постоянные имеют следующие значения [8]:

$$a = 0,026 \text{ ГэВ} \cdot \text{ферми}, \quad b = 1,18 \text{ ГэВ/ферми}. \quad (29)$$

Необходимо отметить, что состояния чармония локализованы лишь на расстояниях $r \lesssim 1$ ферми, так что надежно определить параметр b не удастся, в то же время для $r = 0,2$ ферми $= 1 \text{ ГэВ}^{-1}$ функциональный вид эффективного потенциала вне всякого сомнения должен быть гораздо сложнее, чем выражение (28). В связи с этим не следует придавать серьезного значения расхождению между величинами b и $4/(9\pi\alpha')$.

В любом случае использование выражения (28) для малых расстояний и выражения (19) для больших расстояний приводит к эффективной потенциальной энергии, изображенной на рис. 3, если принять $k = 0,80$. При $r \gg 1$ ферми ее вид усложняется, поскольку при таких расстояниях становится существенным процесс рождения кварковых пар под действием глюонного поля. В разд. V будут приведены аргументы в пользу того, что этот процесс является основным механизмом, вызывающим как распад мезонов и барионов с большими спинами, так и рождение адронных струй при разлете высокоэнергичных кварков. Эти эффекты мы будем учитывать посредством введения эффективной ширины Γ , характеризующей распад глюонной трубки тока.

IV. ОБРАЗОВАНИЕ СВОБОДНЫХ КВАРКОВ В РАННЕЙ ВСЕЛЕННОЙ

Здесь мы рассмотрим вопрос о судьбе кварков в ранней Вселенной, приняв за основу теорию, развитую в предыдущем разделе. Самым существенным результатом этой теории является эффективная потенциальная энергия, зависимость которой от радиуса изображена на

рис. 3. Для дальнейшего анализа этой проблемы воспользуемся методом, развитым Вагонером и Стейгманом [43, 45]; читателя, интересующегося подробностями, мы отсылаем к этим работам.

На самой ранней стадии эволюции Вселенной кварки находились в состоянии идеального релятивистского газа, поэтому среднее расстояние между ними составляло $r \sim T^{-1}$. Во многих отношениях поведение кварков напоминало кулоновский газ, причем цветовые силы экранировались на расстояниях, превышающих, грубо говоря, расстояние до ближайшего антикварка с тем же самым цветом. По мере расширения и охлаждения Вселенной их кинетическая энергия уменьшалась, а потенциальная энергия возрастала вследствие увеличения r . Олив [29] с учетом существовавших тогда ароматов (преимущественно u , d и s) получил

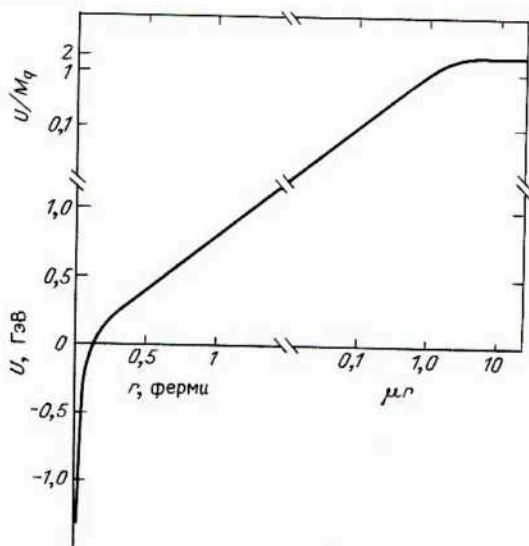
$$kT_2 = 0,36 \text{ ГэВ} \quad (30)$$

для эпохи, когда стало справедливо соотношение $rdU/dr = kT$, ознаменовавшее отклонения от идеальности.

Когда температура упала ниже T_2 , кварки стали способны объединяться в адроны. Этот процесс ускорялся по мере падения температуры. Однако фундаментальное значение имеет тот факт, что кварки с энергиями

$$E > U(\text{max})/2 = M_q$$

Рис. 3. Эффективная потенциальная энергия U для взаимодействия двух триплетных кварковых состояний, обладающих одинаковыми и противоположными цветовыми зарядами.



остались свободными. Это явление аналогично тому, которое имеет место в рекомбинирующем ионизованном газе. Поскольку эти энергичные кварки все еще представляли собой идеальный газ, их концентрация (при $M_q \gg kT$) составляла

$$n_q(\text{free}) = n_{\bar{q}}(\text{free}) \approx (g_q/2\pi^2\hbar^3) \int_{M_q}^{\infty} \exp[-E/kT] E^2 dE = \\ = (g_q/2\pi^2)(kT/\hbar)^3 (M_q/kT)^2 \exp[-M_q/kT], \quad (31)$$

до тех пор пока они оставались в состоянии химического равновесия (благодаря таким реакциям, как $q + \bar{q} \rightleftharpoons \gamma$). При энергиях $E \geq M \geq 10$ ГэВ, которые, как мы увидим ниже, были характерны для этих условий, присутствовало по крайней мере пять ароматов (u, d, s, c, b), поэтому здесь нужно принять $g_q \geq 30$.

Газ свободных кварков и образовавшихся из них адронов стал идеальным после того, как температура упала ниже T_1 , при которой волновые функции адронов перестали перекрываться. Олив [29] определил относительные распространенности всех адронов, присутствовавших в ту эпоху, и нашел, что

$$kT_1 = 0,17 \text{ ГэВ}. \quad (32)$$

Близость T_1 и T_2 друг к другу не случайна, так как кварк-адронный фазовый переход должен, очевидно, происходить при плотностях, близких к ядерной плотности.

При температурах $T < T_1$ можно рассмотреть эффекты таких реакций, как

$$q + \bar{q} \rightleftharpoons \gamma, \text{ мезоны, } \dots, \quad (33a)$$

$$q + \bar{q} \rightleftharpoons N + \bar{q}, \dots, \quad (33б)$$

$$\bar{q} + \bar{q} \rightleftharpoons \bar{N} + q, \dots, \quad (33в)$$

исследованных впервые Зельдовичем, Окунем и Пикельнером [49]. Поскольку радиус действия глюонного поля равен $\sim 2/\mu$, естественно принять, что

$$\langle \sigma v \rangle \approx \pi(2/\mu)^2 c = 4\pi(M_q/k)^2 c \approx 6 \cdot 10^{24} M_q^2 \text{ ферми}^3/\text{с}.$$

Здесь мы воспользовались соотношениями (23) и (27), выразив M_q в гигаэлектронвольтах. В результате легко найти, что, после того как реакции (33) перестанут быть равновесными, распространенность оставшихся свободных кварков окажется равной

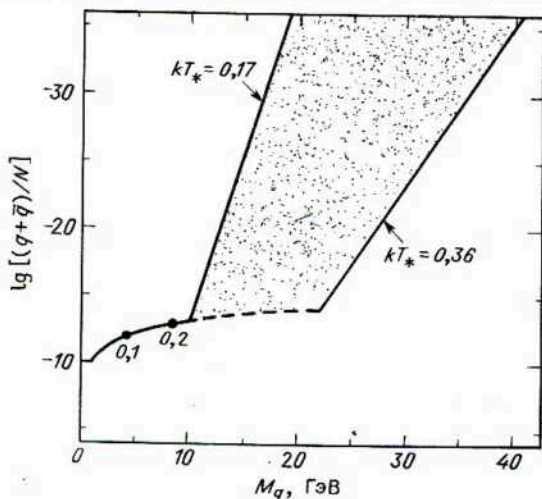
$$n_q + n_{\bar{q}} \approx 3 \cdot 10^{-19} M_q^{-3} n_\gamma. \quad (34)$$

При $M_q \approx 1$ ГэВ это выражение приводит к результату, впервые полученному Зельдовичем, Окунем и Пикельнером [49].

Нетрудно, однако, заметить, что температура «кварковой закалки» T_* определяется соотношением $M_q/kT_* \approx 45$. Это означает, что, если $M_q \gtrsim 8$ ГэВ, «кварковая закалка» будет происходить при температуре $T_* > T_1$, т. е. в области температур, где вычисления неверны. Это ограничение отражает очевидный факт, что распространенность кварков с отличной от нуля массой покоя, появляющихся после фазового перехода (уравнение (31)), оказывается настолько малой, что они не могут больше взаимодействовать. Таким образом, мы видим, что при $M_q > 8$ ГэВ, «закалка» во время кварк-адронного фазового перехода происходила при температуре T_* , лежащей в интервале $T_2 \geq T_* \geq T_1$. Для этого интервала возможных значений температуры $T_* = T$ в формуле (31) полное число сохранившихся в современную эпоху свободных кварков и антикварков, приходящихся на один нуклон, представлено на рис. 4. На этом же рисунке изображены результаты, полученные исходя из выражения (34) для значений масс, при которых справедливо это выражение.

Дальнейшая судьба свободных кварков такого типа после их образования — заманчивая тема исследований, которая, однако, включает в себя еще большую степень неопределенности. Сильное глюонное поле, окружающее свободный кварк (и обеспечивающее большую часть его массы), поляризует вакуум и, по всей вероятности, вызывает сильное

Рис. 4. Число свободных кварков и антикварков на нуклон, образовавшихся в ранней Вселенной, в зависимости от массы свободного кварка M_q . Число фотонов, приходящееся на один нуклон в современную эпоху, принято равным 10^9 . При $M_q \leq 10$ ГэВ «кварковая закалка» происходит после кварк-адронного фазового перехода. Для таких масс указаны два значения энергии «закалки» kT_* (ГэВ). При $M_q \geq 10$ ГэВ «кварковая закалка» происходит во время кварк-адронного фазового перехода. Окончательная распространенность кварков изображена для всей области возможных значений температуры перехода.



дипольное притяжение к соседним адронам. Вопрос о количестве заряда и барионного числа, которое может приобрести свободный кварк, был поставлен уже в работе [10], однако в нашей модели результат может оказаться совершенно иным.

Станфордская группа утверждает, что содержание кварков на нуклон в ниобии составляет $(q + \bar{q})/N \gtrsim 10^{-20}$ кварк/нуклон. Не исключено, что распространенность кварков может сильно зависеть от химического состава окружающей среды. Тем не менее в качестве универсального верхнего предела можно, по-видимому, с уверенностью принять значение, лежащее где-то в районе 10^{-20} . Если это так, то на рис. 4 можно найти

$$M_q \gtrsim 13 \text{ ГэВ.} \quad (35)$$

Другая заманчивая проблема связана с возможностью существования свободных глюонов или глюония. Этот вопрос, однако, выходит за рамки настоящей главы.

Недавно Долгов и Зельдович [12] высказали предположение, что статистические флуктуации плотности цветных зарядов в кварк-глюонном газе способны привести к распространенности свободных кварков, превышающей значение, вытекающее из выражения (31). Это весьма сложный вопрос, что следует хотя бы из того факта, что для эволюции области нескомпенсированного цвета в свободные кварки требуется достаточно большая энергия. Кроме того, когда кварки становятся связанными, они перестают вносить вклад в флуктуации цвета.

В заключение упомянем еще о двух схемах рождения элементарных частиц с дробным зарядом. Согласно первой из них, существует триплет цветных частиц с необычным электрическим зарядом, которые могут объединяться с обычными кварками и приводить к образованию бесцветных частиц (адронов) с дробными зарядами. Такие частицы, подобно любым другим парам частиц и античастиц, должны рождаться в ранней Вселенной, причем скорость их аннигиляции равна $\langle \sigma v \rangle \propto (\alpha_s/M)^2$, где α_s — постоянная тонкой структуры для сильного взаимодействия. Однако, после того как при $kT \approx 0,2$ ГэВ они образуют адроны, вновь начнется аннигиляция, поскольку эффективные сечения обычной аннигиляции адронов существенно выше. Неудивительно, что получающееся конечное значение распространенности оказывается таким же, как и в модели Зельдовича, Окуня и Пикельнера, а именно $\gtrsim 10^{-11}$ адронов с дробным зарядом на барион.

В другой схеме предполагается, что существуют лептоны с дробным зарядом. Здесь снова скорость аннигиляции $\langle \sigma v \rangle \sim (\alpha/M)^2$. Однако в этом случае нет запаздывающей аннигиляции, поэтому конечная распространенность оказывается равной $\gtrsim 10^{-4}$ лептона с дробным зарядом на барион, где $10 \lesssim M \lesssim 10^3$ ГэВ. Верхний предел на массу в этом неравенстве обусловлен ограничениями на современную плотность вещества во Вселенной.

Таким образом, в обеих этих схемах получается гораздо больше частиц с дробным зарядом, чем принималось до сих пор.

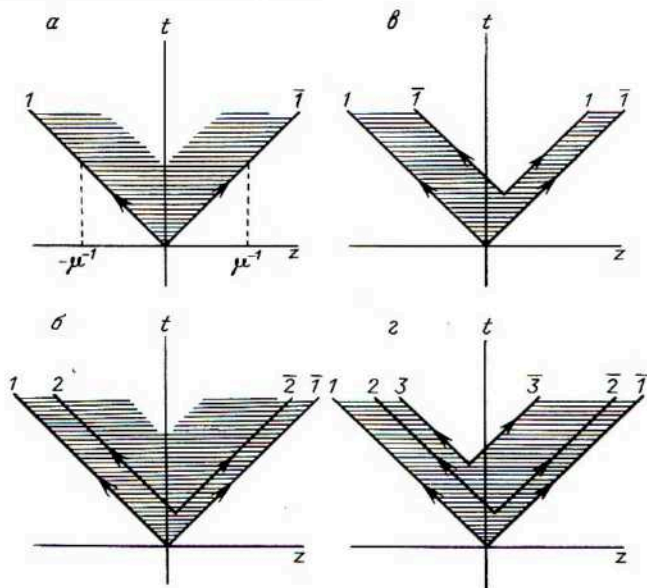
V. ОБРАЗОВАНИЕ СВОБОДНЫХ КВАРКОВ НА УСКОРИТЕЛЯХ

Теперь обратимся к совершенно иному пути, а именно образованию свободных кварков в ускорителях, однако и в этом случае число рождающихся кварков является быстро падающей функцией их массы. Рассмотрим соударения (электрон-позитронных пар, нуклонов и др.), сопровождающиеся рождением быстро разлетающихся пар кварков, при которых отношение числа свободных кварков к числу адронов, появившихся в таких «двухструйных» событиях, зависит только от энергии состояния. Вероятность рождения пары P (в единице пространственно-временного объема) посредством удлиняющейся глюонной струны показывает, сколь вероятно образование адронов до того момента времени, когда при $r \approx 2/\mu$ струна «лопнет», освободив кварки. Следуя приближению, предложенному Кейшером и др. [6], получим, что вероятность образования пар P связана со скоростью распада мезонов с высокими спинами.

Основные процессы рождения свободных кварков, мезонов и барионов приведены на рис. 5. Два кварка рождаются в состоянии цветового синглета

$$|s\rangle = 3^{1/2}(|1\bar{1}\rangle + |2\bar{2}\rangle + |3\bar{3}\rangle) \quad (36)$$

Рис. 5. Схематические пространственно-временные диаграммы процессов, лежащих в основе образования свободных кварков (a, b), мезонов (σ) и барионов (z) при столкновениях с высокой энергией.



в пространственно-временном источнике, полная энергия которого значительно превышает порог рождения $2M_q$, поэтому они начинают разлетаться релятивистским образом. Предположение, что глюонным векторным потенциалом A_B можно пренебречь, означает, что трубки тока описываются классическими методами, а это в свою очередь ведет к отсутствию смешивания между тремя состояниями в соотношении (36), составленными из цвета и антицвета. В таком случае достаточно рассмотреть эволюцию любого отдельного состояния, например такого, как состояние $|1\bar{1}\rangle$, изображенного на рис. 5.

При этих предположениях из выражений (10) и (15) и из свойств матрицы λ_A легко видеть, что цветные кварки 1 и 2 или соответствующие антикварки будут прикрываться только к трубкам тока, содержащим E_3 и E_8 , а цветные кварки 3 прикрепляются лишь к трубкам, содержащим E_8 . Таким образом, уравнение (9) будет удовлетворено, поскольку $f_{88C} = 0$ и $f_{38C} = -f_{83C} = 0$.

Механизм образования свободных кварков показан на рис. 5, а и б. Если кварки разлетятся на расстояния, превышающие размер глюонного поля, то их взаимодействие прекращается (трубка разрывается). С этого момента каждый кварк удерживает свое (сильное) глюонное поле, которое будет иметь сложную структуру из-за появления виртуальных пар.

Фундаментальный процесс, конкурирующий с образованием свободных кварков, показан на рис. 5, в. Если до момента своего разрыва глюонная трубка породит пару с теми же цветами, то члены этой пары посредством электрического поля будут притягиваться к соответствующим членам первоначальной пары, экранируя тем самым взаимодействие между получившейся парой мезонов. Если энергии достаточно, то кварки в каждом из мезонов все еще будут разделены, поэтому удлиняющиеся глюонные трубки снова будут расщеплены либо на свободные кварки, либо на мезоны. Этот процесс будет продолжаться до тех пор, пока все глюонные трубки не сократятся до ~ 1 ферми.

Рождение барионов изображено на рис. 5, г. Первая пара, образующаяся здесь посредством глюонной трубки, несет цветные заряды, отличающиеся от зарядов концевых кварков, поэтому экранирования поля (по типу, изображенному на рис. 5, б) не будет. Однако если впоследствии рождается другая пара, наделенная оставшимся цветом, то получаются два синглетных по цвету состояния.

Величина, которой определяется относительная вероятность образования свободных кварков, представляет собой вероятность сохранения вакуумного состояния

$$|\langle 0_+ | 0_- \rangle| = \exp[-\int P d^4x], \quad (37)$$

где P — вероятность образования пар в единице пространственно-временного объема [6]. Хотя P — известная функция $g^2 E_A^2$ и масс (валентных) кварков (та же функция, что в квантовой электродинамике), нет необходимости ее вычислять. Из приведенных выше соображений, проиллю-

стрированных на рис. 5, мы убеждаемся, что относительная вероятность рождения кварковых пар определяется выражением

$$R_{q\bar{q}} \equiv \frac{(e^+ e^- \rightarrow q\bar{q} + \dots)}{(e^+ e^- \rightarrow \text{адроны})} = \chi \exp[-\int Pd^4x], \quad (38)$$

причем аналогичные результаты справедливы и для других начальных состояний.

Как видно на рис. 5, глюонная трубка до своего разрушения должна заполнить пространственно-временной объем $A\mu^{-2}$, и, поскольку плотность вероятности P почти постоянна вдоль трубки, получим, пользуясь выражением (23),

$$\int Pd^4x \approx PA\mu^{-2} = PAk^{-2}M_q^2. \quad (39)$$

Если рассмотреть конечные состояния, включающие только два свободных кварка, то выше порога коэффициент χ в (38) окажется ~ 1 . Однако вторичные глюонные трубки, образующиеся, как изображено на рис. 5, в и г, тоже будут разрываться, если их длина в системе их центра масс станет равной $\sim 2/\mu$. Таким образом, можно предположить, что $\chi \sim (E - 2M_q)/2M_q$, т.е. χ пропорционально числу образующихся трубок, способных к дальнейшему разрушению. Так или иначе, из-за сильной экспоненциальной зависимости величины $R_{q\bar{q}}$ отпадает необходимость в точном вычислении коэффициента χ .

Теперь остается определить лишь постоянную PA . Ее можно найти из анализа распада адрона с большим угловым моментом J , если воспользоваться рассмотренной в разд. III моделью равномерно вращающейся глюонной трубки. Основное предположение состоит в том, что распад таких адронов осуществляется главным образом посредством механизма рождения кварков внутри вращающейся трубки, как на рис. 5, в, но теперь концевые кварки находятся на постоянном удалении друг от друга, $r \ll \mu^{-1}$. Поскольку эти процессы распада протекают через образование кварковых пар и никогда — через аннигиляцию, такая модель естественным образом объясняет правило Окубо — Цвейга — Иизука, которое запрещает несвязанные кварковые диаграммы [6].

Вероятность деления глюонной трубки (длины r) из-за рождения пары по прошествии небольшого промежутка времени t (в лабораторной системе отсчета) вследствие лоренцева сокращения площади ее поперечного сечения определяется соотношением

$$\int Pd^4x = PAr \int_0^1 (1 - v^2)^{1/2} dv. \quad (40)$$

Таким образом, ширина распада равна

$$\Gamma = t^{-1} \int Pd^4x = (\pi/4) PA r = PAM_h/3k. \quad (41)$$

Здесь мы воспользовались соотношением $M_h = (3\pi/4)kr$, следующим из выражения (24). (Наши формулы для Γ и M_h отличаются от соответ-

ствующих выражений, полученных в работе [6], тем, что учитывают релятивистские эффекты.)

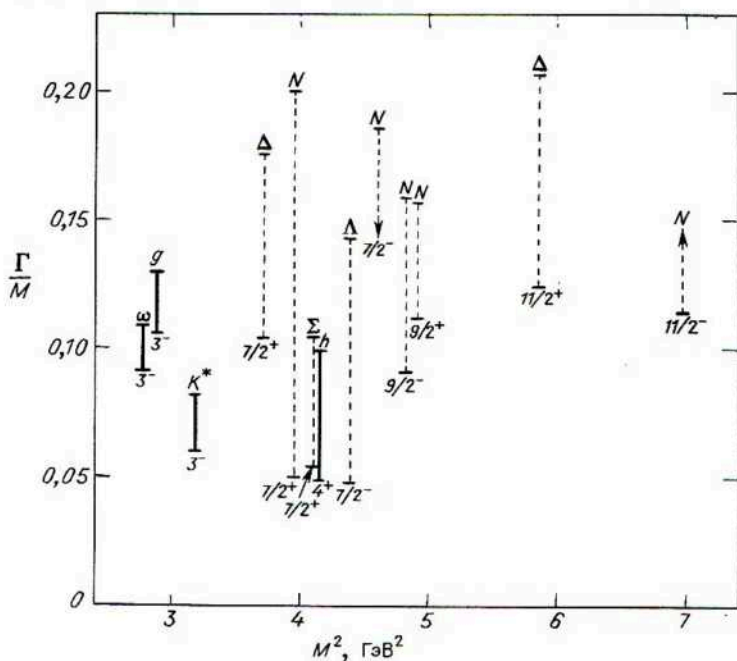
Следует отметить, что в плотностях вероятностей P , фигурирующих в выражениях (39) и (40), подразумевается одно и то же суммирование по ароматам и осреднение по цветам. Поэтому можно исключить PA и получить в результате

$$R_{q\bar{q}} = \chi \exp \left[- (3/k)(\Gamma/M)_h M_q^2 \right]. \quad (42)$$

Значение k (формула (27)) мы уже определили, пользуясь траекториями Редже. Таким образом, необходимо получить предсказываемое нашей моделью универсальное значение отношения Γ/M исходя из экспериментальных данных по адронам с большими спинами.

На рис. 6 представлены измеренные значения Γ/M для всех мезонов и барионов с надежно установленным значением спина $J \geq 3$. Трудно решить вопрос о том, стремится ли Γ/M к постоянному значению в пределе больших J , где становится справедливой наша модель. Из соотношений (25) и (27) имеем $J = \frac{1}{4} \pi k r^2 \approx \pi r$ (ферми)², а это значит, что

Рис. 6. Отношение ширины распада к массе для всех мезонов (сплошные линии) с $J \geq 3$ и для всех барионов (штриховые линии) с $J \geq 7/2$. Для каждого состояния указаны значения спина и четности. Приведенные данные заимствованы из работы [30].



трубка тока может быть хорошо сформирована (вытянута) уже для $J \geq 3$, т.е. для $r \geq 1$ ферми. Экспериментальные данные вполне согласуются с нашим предположением, что внутри большинства мезонов и барионов действует один и тот же механизм, поэтому вполне разумно принять

$$0,10 \leq (\Gamma/M)_h \leq 0,15. \quad (43)$$

Если записать уравнение (42) в виде

$$R_{q\bar{q}} = \chi \exp[-(M_q/M_*)^2], \quad (44)$$

то из выражения

$$M_*^{-2} = 27/4 \pi \alpha' (\Gamma/M)_h \quad (45)$$

получим следующие ограничения:

$$0,59 \lesssim M_* \lesssim 0,72 \text{ ГэВ}. \quad (46)$$

Необходимо отметить, что в этих ограничениях не отражена дополнительная неопределенность, возникающая из-за приближенного представления интеграла в формуле (39).

Аналогичную модель образования свободных кварков, приводящую к выражению типа (44) с $\chi \sim 1$, рассматривал Бьеркен [2]. Он, однако, использовал ширины распадов высоковозбужденных состояний чармония и получил $M_* \sim 3$ ГэВ. Тем не менее представляется возможным, что неопределенность этой оценки M_* лежит в пределах множителя 3. С помощью модели кваркового мешка было найдено [10], что для инклюзивного образования свободных кварков при энергии, значительно превышающей порог, $R_{q\bar{q}} \approx (M_q/M_0)^{-16p/3}$. Оказалось, что $M_0 \approx 0,3$ ГэВ и $p = 1$ или 2, причем приводятся аргументы в пользу того, что соответствующий формфактор должен быть подобен формфактору, характеризующему образование обычных адронов.

Сравним результаты этих предсказаний, задав вопрос: каков возможный разброс свободных кварков по массам, если относительная вероятность их рождения $R_{q\bar{q}} < 10^{-6}$? Разные модели дают

$$M_* = 0,65 \text{ ГэВ} \rightarrow M_q \gtrsim 2,4 \text{ ГэВ}, \quad (47a)$$

$$M_* = 3,0 \text{ ГэВ} \rightarrow M_q \gtrsim 11 \text{ ГэВ}, \quad (47б)$$

$$(p = 1) \rightarrow M_q \gtrsim 4 \text{ ГэВ} [10], \quad (47в)$$

$$(p = 2) \rightarrow M_q \gtrsim 1 \text{ ГэВ} [10]. \quad (47г)$$

Можно провести и другое сравнение, если принять ограничение $M_q > 13$ ГэВ, следующее из использованных в предыдущем разделе огра-

ничений на распространенность. В этом случае мы видим, что

$$M_* = 0,65 \text{ ГэВ} \rightarrow R_{q\bar{q}} \lesssim 10^{-174}, \quad (48a)$$

$$M_* = 3,0 \text{ ГэВ} \rightarrow R_{q\bar{q}} \lesssim 10^{-8}, \quad (48б)$$

$$(p = 1) \rightarrow R_{q\bar{q}} \lesssim 10^{-9} [10], \quad (48в)$$

$$(p = 2) \rightarrow R_{q\bar{q}} \lesssim 10^{-17} [10]. \quad (48г)$$

Неравенства (47а), (47б) и (48а), (48б) получены при условии, что $\chi \sim 1$.

Рассматривая возможные источники высокоэнергичных частиц в современной Вселенной и учитывая подавленность процессов образования свободных кварков в актах соударения этих частиц, можно вывести заключение, что ранняя Вселенная внесла наибольший вклад в любое наблюдаемое значение распространенности свободных кварков в веществе Вселенной в целом. Тогда существование свободных кварков подтвердило бы справедливость модели расширяющейся Вселенной для еще более ранних моментов времени. Свободные кварки явились бы уникальным инструментом исследования ранней Вселенной.

Если свободные кварки будут также обнаружены в экспериментах на ускорителях, то можно будет утверждать, что они должны быть относительно легкими и, следовательно, относительно высока их распространенность во Вселенной, если верна наша теория их образования.

Эта работа частично финансировалась Национальным научным фондом на основании субсидии РНУ 79-20123. Я благодарен Л. Сасскиндю, С. Рейби, С. Димополусу, Г. Лейшеру, Дж. Д. Бьеркену и Л. Мак-Леррану за полезные обсуждения

ЛИТЕРАТУРА

1. Barger V., Whisnat K., Ciine D., Phillips R.J.N. Phys. Lett., **93B**, 194, 1980.
2. Bjorken J.D. SLAC-PUB-2366, 1979.
3. Bjorken J.D. SLAC-PUB-2372, 1979.
4. Бисноватый-Коган Г. С., Новиков И. Д. Астрон. ж., **57**, 899, 1980.
5. Boehm F., Cavaignac J.F., v. Feilitzsch F., Hahn A.A., Henrikson H.E., Koang D.H., Kwon H., Mössbauer R.L., Vignon B., Vuilleumier J.L. Phys. Lett., **97B**, 310, 1980.
6. Casher A., Neuberger H., Nussinov S. Phys. Rev. Part D, **20**, 179, 1979.
7. Coleman S. In New Phenomena in Subnuclear Physics, ed. Zichichi A., Plenum Press, New York, 1977, Part A.
8. Collins P.D.B. An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics, Cambridge University Press, Cambridge, 1977.
9. Creutz M. Phys. Rev. Lett., **43**, 553, 1979.
10. De Rújula A., Giles R.C., Jaffe R.L. Phys. Rev. D., **17**, 285, 1978.
11. Dicke R.H., Peebles P.J.E., Roll P.G., Wilkinson D.T. Astrophys. J., **142**, 414, 1965.
12. Dolgov A.D., Zeldovich Ya. B. Rev. Mod. Phys., **53**, 1, 1981.
13. Eichten E., Gottfried K., Kinoshita T., Lane K.D., Yan T.-M. Phys. Rev. D., **17**, 3090, 1978.

14. Goddard P., Goldstone J., Rebbi C., Thorn C.B. Nucl. Phys. B, **56**, 109, 1973.
15. Guth A.H., Tye S.-H.H. Phys. Rev. Lett., **44**, 631, 1980.
16. Johnson K., Thorn C.B. Phys. Rev. D, **13**, 1934, 1976.
17. Jones L.W. Rev. Mod. Phys., **49**, 717, 1977.
18. Kogut J., Susskind L. Phys. Rev. D, **11**, 395, 1975.
19. Kogut J., Pearson R., Shigemitsu J. Phys. Rev. Lett., **43**, 484, 1979.
20. Козик В.С., Любимов В.А., Новиков Е.Г., Нозик В.З., Третьяков Е.Ф. Ядерная физика, **32**, 301, 1980.
21. Kwon H., Boehm F., Hahn A.A., Henrikson H.E., Vuilleumier J.L., Cavaignac J.F., Koang D.H., Vignon B., v. Feilitzsch F., Mössbauer R.L. Phys. Rev. D, **24**, 1097, 1981.
22. Lackner K.C., Zweig G. Caltech Report CALT-68-781, 1980.
23. Langacker P., Pi S.-Y. Phys. Rev. Lett., **45**, 1, 1980.
24. LaRue G.S., Fairbank W.M., Hebard A.F. Phys. Rev. Lett., **38**, 1011, 1977.
25. LaRue G.S., Fairbank W.M., Phillips J.D. Phys. Rev. Lett., **42**, 142, 1019, 1979.
26. LaRue G.S., Phillips J.D., Fairbank W.M. Phys. Rev. Lett., **46**, 967, 1981.
27. Laurent C., Vidal-Madjar A., York D.G. Astrophys. J., **229**, 923, 1979.
28. Marciano W., Pagels H. Phys. Reports, **36**, 137, 1978.
29. Olive K.A. Enrico Fermi Institute Preprint No. 79-31, 1979.
30. Particle Data Group (Kelly R.L. et al.), Rev. Mod. Phys., **52**, S1, 1980.
31. Peebles P.J.E. Astrophys. J., **146**, 542, 1966.
32. Penzias A.A., Wilson R.W. Astrophys. J., **142**, 419, 1965.
33. Preskill J.P. Phys. Rev. Lett., **43**, 1365, 1979.
34. Reines F., Sobel H.W., Pasierb E. Phys. Rev. Lett., **45**, 1307, 1980.
35. Schmidt M. Nature, **197**, 1040, 1963.
36. Schramm D., Steigman G. Astrophys. J., **243**, 1, 1981.
37. Schramm D.N., Wagoner R.V. Ann. Rev. Nucl. Sci., **27**, 37, 1977.
38. Shuryak E.V. Phys. Reports, **61**, 71, 1980.
39. Stecker F.W. Phys. Rev. Lett., **44**, 1237, 1980.
40. Steigman G. In Proceedings International Meeting Astrophysics and Elementary Particles, Accademia Nazionale dei Lincei, Rome, 1980.
41. Tremaine S., Gunn J.E. Phys. Rev. Lett., **42**, 407, 1979.
42. Wagoner R.V. Astrophys. J., **179**, 343, 1973.
43. Wagoner R.V. The Early Universe, in Physical Cosmology, Les Houches, Session XXXII, 1979, North-Holland, Amsterdam, 1980.
44. Wagoner R.V., Fowler W.A., Hoyle F. Astrophys. J., **148**, 3, 1967.
45. Wagoner R.V., Steigman G. Phys. Rev. D, **20**, 825, 1979.
46. Weinberg S. Phys. Scr., **21**, 773, 1980.
47. Wilson K. Phys. Rev. D, **10**, 2445, 1974.
48. Yang J., Schramm D.N., Steigman G., Rood R.T. Astrophys. J., **227**, 697, 1979.
49. Зельдович Я.Б., Окунь Л.Б., Пикельнер С.Б. УФН, **87**, 113, 1965.

ФИЗИКА ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ЧАСТИЦ
И КОСМОЛОГИЯ

Г. Стейгман

I. ВВЕДЕНИЕ

Сейчас главной темой исследований на границе физики элементарных частиц и космологии является поиск глубоких внутренних связей между явлениями, несоизмеримыми по своим масштабам. Мы выбрали три примера, чтобы проиллюстрировать этот новый единый подход к проблемам физики элементарных частиц и космологии. Сначала будет рассмотрена ранняя Вселенная в роли космического ускорителя, рождающего все типы элементарных частиц, реликтовые остатки которых, возможно, сохранились до наших дней. Затем мы обсудим связь между барионной асимметрией Вселенной и стабильностью протона. Далее мы рассмотрим реликтовые нейтрино и связь между массой нейтрино и картиной Вселенной, где главная роль принадлежит нейтрино. В заключение мы остановимся на недавних работах, в которых, исходя из астрофизических данных, получены ограничения на свойства новых экзотических частиц, возможно уцелевших с ранних стадий эволюции Вселенной.

При написании данной главы автор опирался на свой обзор [17], а также на работы [4, 14, 15, 18], в которых интересующийся читатель может найти дополнительные сведения и дальнейшие ссылки. Мы будем пользоваться выводами, полученными из расчетов первичного нуклеосинтеза (см. [13, 22]).

На протяжении многих лет я трудился на подчас пустынной «ничейной земле» между астрофизикой и физикой элементарных частиц. Коллеги, как правило, не баловали меня ободрением и поддержкой. Исключение составлял Уильям Фаулер, именно он в самом начале убедил меня продолжить изучение антивещества во Вселенной и в дальнейшем это привело меня к исследованиям, направленным на выяснение связи между физикой элементарных частиц и космологией. Поэтому для меня большая честь и удовольствие посвятить Фаулеру эту статью в знак искренней симпатии и уважения.

II. РАННЯЯ ВСЕЛЕННАЯ КАК КОСМИЧЕСКИЙ УСКОРИТЕЛЬ

В стандартной горячей модели расширяющейся Вселенной, которой мы придерживаемся в этой главе, ранняя Вселенная считается очень горячей и плотной. В таких условиях столкновения происходят часто

и энергии сталкивающихся частиц велики, поэтому рождаются все типы элементарных частиц — как те, которые нам известны, так и те, которые пока не обнаружены потому, что они слишком массивные или очень слабо взаимодействуют. Преимущества ранней Вселенной как космического ускорителя состоят в том, что достижимая в нем энергия практически не ограничена и скорости столкновений велики по сравнению со скоростью расширения. В результате запас энергии и времени оказывается достаточным для приготовления горячей плотной равновесной «похлебки» из всех элементарных частиц. Недостатком этого ускорителя является то, что мы не можем поместить туда свои детекторы. Приходится поэтому выступать в роли детектива и искать улики, оставленные частицами, рожденными в далекие эпохи.

Родившиеся в те эпохи частицы могли прожить достаточно долго и оказать влияние на дальнейшую эволюцию Вселенной. Космология предоставляет нам, вообще говоря, три подхода к проблемам физики элементарных частиц. Можно, например, вести прямой поиск долгоживущих реликтовых частиц (с временем жизни $\tau \geq$ Возраст Вселенной $= t_0 \approx 10 \cdot 10^9 - 20 \cdot 10^9$ лет). Применяя этот подход к нуклонам, мы приходим к выводу об асимметрии Вселенной [16]; ниже этот вопрос будет рассмотрен более подробно. Мы еще вернемся к такому подходу в связи с обсуждением ограничений на новые экзотические реликтовые частицы.

С подобной точки зрения была рассмотрена проблема свободных реликтовых кварков. Согласно результатам Зельдовича и др. [27], сравнительно легких кварков ($m_q \lesssim 10$ ГэВ) должно быть сейчас очень много. Такое заключение явно противоречит итогам многочисленных поисков свободных кварков [8]. Если пленение кварков в адронах является абсолютным, то свободных кварков в природе нет вовсе. С другой стороны, на основе результатов Ля Ру и др. [9, 10] высказывается предположение о том, что свободные кварки существуют, но весьма малочисленны. Вагонер и Стейгман [23] показали, как согласовать эти результаты с наличием свободных реликтовых кварков массой $m_q \approx 15-30$ ГэВ; дальнейшие следствия этой работы обсуждаются Вагонером в гл. 22.

Прямое обнаружение долгоживущих слабо взаимодействующих реликтовых частиц может оказаться очень трудной задачей. Действительно, такие частицы могли и не участвовать в сжатии вместе с обычным веществом, из которого образовалась Солнечная система. Тем не менее следы предполагаемого существования таких частиц можно обнаружить по их вкладу в общую плотность вещества. Мы вернемся к данному вопросу при обсуждении ограничений и оценок, касающихся массы нейтрино.

Первичный нуклеосинтез в целом и начальное содержание He^4 в частности предоставляют замечательную возможность проверить наши представления о физике ранней Вселенной (см. [22] и содержащиеся в этой работе ссылки). Данные о сопутствующем начале расширения

нуклеосинтезе позволяют получить ограничения, важные как для физики элементарных частиц, так и для космологии. Мы рассмотрим, в частности, ограничения на число возможных типов новых нейтрино (см. [19, 20, 25]) и на среднюю плотность нуклонов во Вселенной [12, 14, 15, 25].

Краткий обзор физики ранней Вселенной поможет нам подготовить почву для обсуждения связей между физикой элементарных частиц и космологией (дальнейшие детали читатель может найти в работе [17], а также в гл. 22 настоящей книги). В ранней Вселенной преобладало излучение; основной вклад в полную плотность вносили ультрарелятивистские частицы ($m < T$). В этих условиях удобно выразить полную плотность через плотность фотонного излучения. Имеем

$$\rho(T) = \frac{1}{2}g(T)\rho_\gamma(T), \quad (1a)$$

$$g(T) = g_B(T) + \frac{7}{8}g_F(T). \quad (16)$$

В уравнениях (1a) и (16) величина g — эффективное число степеней свободы (спиральных состояний) всех релятивистских частиц, g_B — вклад бозонов в эту величину (например, $g_\gamma = 2$), а g_F — вклад фермионов ($g_e = 4$ при $T > m_e$). На ранних стадиях эволюции плотность связана с возрастом Вселенной зависимостью $\rho \propto t^{-2}$, поэтому между возрастом (либо обратной ему скоростью расширения) и температурой ($\rho \propto T^4$) имеется следующее соотношение:

$$tT^2 = 2,4g^{-1/2}, \quad (2)$$

где t выражено в секундах, T — в мегаэлектронвольтах.

Число столкновений, происходящих при температуре T , можно оценить, умножив скорость реакции $\Gamma(T)$, равную

$$\Gamma(T) = n(T)\langle\sigma v\rangle_T \sim T^3\langle\sigma v\rangle_T, \quad (3)$$

на возраст. Находим

$$\Gamma(T)t(T) \sim T\langle\sigma v\rangle_T. \quad (4)$$

Из формулы (4) следует, что на ранних стадиях (когда температура высока) столкновения происходят очень часто и равновесие быстро устанавливается. В равновесном состоянии плотности всех частиц нетрудно выразить через плотность фотонов. Полное число фотонов в объеме 1 ферми³ и плотность энергии излучения равны соответственно

$$n_\gamma = (2\zeta(3)/\pi^2)(kT/\hbar c)^3 \approx 32T^3 \text{ (ГэВ/ферми)}^3, \quad (5a)$$

$$\rho_\gamma = (6\zeta(4)/\pi^2)(kT/\hbar c)^3 (kT/c^2) \approx 2,7(kT/c^2)n_\gamma. \quad (56)$$

Для ультрарелятивистских бозонов имеем

$$n_B = g_B n_\gamma / 2, \quad \rho_B = g_B \rho_\gamma / 2. \quad (6)$$

Аналогичное соотношение для ультррелятивистских фермионов имеет вид

$$n_F = \frac{3}{8} g_F n_\gamma, \quad \rho_F = \frac{7}{8} g_F \rho_\gamma. \quad (7)$$

Для нерелятивистских частиц (быть может уместно назвать их максвеллонами?) запишем

$$n_i = (g_i/2\pi^2)(kT/\hbar c)^3 x_i^{3/2} e^{-x_i} \ll n_\gamma, \quad (8a)$$

$$\rho_i = m_i n_i \ll \rho_\gamma, \quad (8b)$$

где

$$x_i = m_i c^2/kT \sim t^{1/2}. \quad (8b)$$

Будем рассматривать не плотности, а число частиц N в сопутствующем объеме V . Объем V меняется как куб масштаба расстояний, а последняя величина в свою очередь обратно пропорциональна температуре. В итоге получаем следующие простые результаты для числа частиц N :

$$N_{ER} = n_{ER}(T) V(T) = \text{const}, \quad (9a)$$

$$N_{NR} = n_{NR}(T) V(T) \sim x^{3/2} e^{-x} \rightarrow 0. \quad (9b)$$

Рассмотрим ультррелятивистские (ER) частицы ($m < T$). В равновесном состоянии число таких частиц в сопутствующем объеме остается постоянным, иными словами они сохраняются. Если такие частицы, оставаясь релятивистскими, выходят из теплового равновесия (как говорят, «вымораживаются», или «отъединяются»), то их количество остается постоянным. Теперь они сохраняются вследствие того, что новые частицы не рождаются, а уже существующие не аннигилируют. По-другому ведут себя массивные частицы, которые стали нерелятивистскими, еще находясь в равновесном состоянии. Их количество экспоненциально падает с уменьшением температуры. Однако, когда температура уменьшается, такие частицы рождаются редко (лишь экспоненциально малое число столкновений характеризуется достаточной энергией, позволяющей родить пару частица-античастица). Вследствие быстрого убывания количества этих частиц аннигилируют они также редко. Таким образом, равновесие нарушается и происходит «вымораживание», в результате которого должны сохраниться многочисленные реликтовые нерелятивистские частицы. Частицы типа A отъединяются при температуре T_* , где [17]

$$m_A/T_* \approx 45 + \ln [(g_A/g_*) m_A \tilde{\beta}]. \quad (10a)$$

Отношение распространенности оставшихся в результате вымораживания частиц к распространенности фотонов составляет

$$(A + \tilde{A})/\gamma|_0 \approx 10^{-18} m_A^{-1} \tilde{\beta}^{-1}, \quad (10b)$$

где

$$\bar{\beta} = 10^{15} \langle \sigma v \rangle [\text{см}^3/\text{с}]. \quad (10\text{в})$$

Как следует из формул (10а)–(10в), частицы с более сильным взаимодействием остаются в равновесии дольше и до более низких температур. Распространенность выживших частиц, участвующих в сильном взаимодействии, оказывается меньше, чем распространенность частиц, взаимодействующих слабее. Частицы с самым слабым взаимодействием, которые отъединяются еще будучи ультрарелятивистскими (а также частицы с $m = 0$), выживают в количестве, сравнимом с количеством фотонов. Таким образом, ранняя Вселенная является космическим ускорителем, в изобилии рожающим все виды частиц. В наибольшем количестве выживают те частицы, которые взаимодействуют слабее всего; от сильно взаимодействующих частиц сохраняются лишь следы. Вселенная достается в наследство самым «кротким»!

III. РЕЛИКТОВЫЕ НУКЛОНЫ, БАРИОННАЯ АСИММЕТРИЯ И СТАБИЛЬНОСТЬ ПРОТОНА

Применяя полученные выше результаты (формулу (10б)) к нуклонам ($m_N \approx 1$, $\bar{\beta} \approx 1$), мы приходим к выводу о ничтожной распространенности нуклон-антинуклонных пар, выживших в ходе эволюции Вселенной:

$$(N + \bar{N})/\gamma|_0 \approx 10^{-18}. \quad (11)$$

Это число следует сравнить с наблюдаемой распространенностью нуклонов [16]:

$$(N + \bar{N})/\gamma|_0^{\text{obs}} \approx 10^{-9} \pm 1. \quad (12)$$

Вывод совершенно ясен [16]: если бы в эпоху, когда температура была равна примерно $T \approx 23$ МэВ, имела место полная симметрия между барионами и антибарионами, то из каждого миллиарда наблюдаемых сейчас нуклонов менее чем один избежал бы аннигиляции. Вселенная асимметрична и она обладает этим свойством с весьма ранних времен. Чтобы полностью осмыслить этот результат, стоит вернуться немного назад и обсудить связь между космологией (барионная асимметрия) и физикой элементарных частиц (стабильность протона).

Теперь ясно, что для ответа на вопрос, является ли Вселенная симметричной, сначала надо ответить на другой вопрос: «Стабилен ли протон?» Точно так же вопрос: «Должна ли Вселенная быть симметричной?» сводится к вопросу: «Должен ли протон быть стабильным?» Сохранение (или несохранение) барионного заряда есть связующее звено между двумя проблемами. Если барионное число сохраняется, то трудно понять, почему Вселенная не должна быть симметричной. Далее, если барионное число сохраняется, то легчайший из барионов — протон должен быть абсолютно стабилен. Но сохраняется ли барионное число?

Мы знаем, что для выполнения локального закона сохранения (например, сохранения электрического заряда) требуется соответствующий безмассовый калибровочный бозон (фотон), который обуславливает дальнедействующие силы (закон Кулона) между сохраняющимися зарядами. Однако дальнедействующие силы между барионами не известны, как нет и соответствующего безмассового калибровочного бозона. Поэтому барионное число (барионный заряд) не обязательно сохраняется. Протону нет нужды быть стабильным, а Вселенной — симметричной.

Стабилен ли протон? Симметрична ли Вселенная? В рамках так называемых теорий великого объединения ответ на оба вопроса отрицательный. В теориях великого объединения делается попытка связать воедино сильные, слабые и электромагнитные взаимодействия, рассматривая кварки и лептоны на равных основаниях. В этих теориях допускаются переходы между кварками и лептонами типа

$$q + q \leftrightarrow \bar{q} + l. \quad (13)$$

Благодаря подобным процессам протон может распадаться ($qqq \rightarrow q\bar{q} + l$) и, возможно, они ответственны за барионную асимметрию в целом. Однако такие реакции происходят за счет обмена чрезвычайно тяжелой частицей ($m \approx 10^{15}$ ГэВ), поэтому при «обычных» энергиях они идут очень медленно. Таким образом, предсказываемое время жизни протона велико ($\tau_p \gtrsim 10^{30}$ лет).

При огромных энергиях, господствовавших в ранней Вселенной, реакции типа (13) шли очень быстро. Несмотря на несохранение барионного числа ($\Delta B = \pm 1$), сами по себе такие реакции не приводят к глобальной барионной асимметрии [1]. Для возникновения барионной асимметрии требуется еще нарушение С- и СР-инвариантности, а также наличие неравновесных условий. Расширение Вселенной создает неравновесные условия, а теории великого объединения обеспечивают требуемое нарушение С- и СР-инвариантности [3, 21, 24, 26].

Такова, следовательно, «космическая взаимосвязь»: барионному заряду нет необходимости сохраняться, протону — быть стабильным, а Вселенной — симметричной. Поскольку барионный заряд может «почти» сохраняться, протон может быть «почти» стабильным. А в силу того, что С- и СР-инвариантность нарушается, быть может, очень слабо, общая барионная асимметрия Вселенной может быть совсем малой.

IV. РЕЛИКТОВЫЕ НЕЙТРИНО: МНОГО ШУМА ПОЧТИ ИЗ НИЧЕГО

Обратимся к рассмотрению той эпохи, когда $T < 10$ МэВ (т.е. $t \gtrsim 0,01$ с). Ограничение только такими временами дает большое преимущество, ибо в этот период плотность и температура Вселенной уже настолько низки, что мы хорошо понимаем законы физики микромира. В обсуждаемую эпоху слабое взаимодействие между электронами

и нейтрино, идущее за счет нейтральных токов, приводит к тому, что различные типы нейтрино ($\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau \dots$) находятся в равновесии:

$$e^+ + e^- \leftrightarrow \nu_i + \bar{\nu}_i (i = e, \mu, \tau \dots). \quad (14)$$

Отношение числа нейтрино каждого типа к числу фотонов известно и равно

$$n_{\nu_i}/n_\gamma = 3/4 g_{\nu_i}/2. \quad (15)$$

При $T_* \approx 1$ МэВ реакции (14) становятся слишком медленными для поддержания равновесия и легкие ($m_\nu \ll 1$ МэВ) нейтрино «вымораживаются», все еще оставаясь релятивистскими. Их число в сопутствующем объеме остается постоянным. При $T < m_e$ фотоны несколько нагреваются по сравнению с нейтрино за счет аннигиляции электрон-позитронных пар; добавочные фотоны понижают современное отношение числа нейтрино к числу фотонов:

$$(n_{\nu_i}/n_\gamma)_0 = 3/4 (g_{\nu_i}/2) (T_\nu/T_\gamma)_0^3 = 3/11 (g_{\nu_i}/2). \quad (16)$$

Если каждому из трех типов двухкомпонентных нейтрино сопоставлять свой тип реликтовых нейтрино, то число реликтовых («микроволновых») нейтрино данного типа в любом сопутствующем объеме совпадает с числом фотонов. Такие реликтовые нейтрино могут приводить к интересным явлениям как на ранних, так и на более поздних стадиях эволюции Вселенной.

Пожалуй, наиболее интересно влияние реликтовых нейтрино на скорость расширения на начальных стадиях и на первичный нуклеосинтез [12, 20, 25]. Как следует из формул (1а) и (2), полная плотность и скорость расширения увеличиваются с возрастанием числа сортов релятивистских частиц. Поэтому по скорости расширения ранней Вселенной можно судить о числе типов нейтрино (а также других релятивистских частиц [19]). Вагонер уже указывал в гл. 22 на то, что чем больше скорость расширения, тем раньше «вымораживаются» нейтроны. Это означает, что нейтроны отъединяются при более высокой температуре и, следовательно, их остается больше, что влечет за собой более высокую распространенность первичного He^4 . Отсюда можно получить ограничение на число возможных типов нейтрино. Так, для начального содержания гелия $Y \leq 0,25$ (обзор новых данных содержится в работах [12, 25]) и для плотности нуклонов порядка той, что получается из динамики двойных галактик и мелких групп галактик [7], следует ограничение $N_\nu \leq 4$ для числа различных типов двухкомпонентных нейтрино. Это жесткое ограничение опирается на предположение о том, что в общей массе, найденной из анализа динамики галактик, преобладают нуклоны. Если же во Вселенной преобладают нейтрино [14, 15], то приведенная оценка должна быть пересмотрена [12]. Обсудим эту возможность.

Шрамм и Стейгман [14, 15] обратили внимание на явное противоре-

чие между полной массой, найденной из динамического анализа (см. [5]), и ограничением на массу ядерного вещества, полученным из рассмотрения первичного нуклеосинтеза [12, 25]. Напомним, что современное значение постоянной Хаббла равно

$$H_0 = 100h_0 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}, \quad (17)$$

где $1/2 \leq h_0 \leq 1$. Критическая плотность вещества во Вселенной, связанная с постоянной Хаббла соотношением

$$\rho_c = 3/8(H_0^2/\pi G) \approx 2 \cdot 10^{-29} h_0^2 \text{ г/см}^3, \quad (18)$$

отделяет открытые модели с неограниченным расширением ($\rho \leq \rho_c$) от замкнутых моделей, в которых расширение сменится сжатием ($\rho > \rho_c$). В качестве единицы измерения плотности удобно принять критическую плотность

$$\Omega_i = \rho_i/\rho_c, \quad \Omega_0 = \sum_i \Omega_i. \quad (19)$$

Если бы вся Вселенная состояла из того же вещества, что и окрестности Солнца, то было бы $\Omega \approx 0,001$. Известно, однако, что в более крупных масштабах вещество обладает пониженной светимостью (проблема «скрытой массы»). Для внутренних, обладающих нормальной светимостью областей галактик $\Omega \gtrsim 0,006$, в то время как из данных по двойным галактикам и мелким группам галактик $\Omega \approx 0,04$. Считается, что наиболее низкой светимостью обладает вещество в богатых скоплениях галактик; если бы подобная структура была характерна для всей Вселенной, то мы имели бы $\Omega \gtrsim 0,2$. Сравним это число с ограничением Ω_N на плотность, обусловленную нуклонами, следующим из распространенности He^4 .

Распространенность первичного He^4 увеличивается с ростом отношения η концентраций нуклонов и фотонов. Верхняя граница для этого отношения получается из верхней границы для величины Y (доли гелия по массе). Чтобы получить отсюда верхнюю границу для Ω_N , примем, что современная температура реликтового излучения составляет $T_0 \leq 3,0 \text{ К}$, а современное значение постоянной Хаббла не ниже, чем $H_0 \approx 50 \text{ км/(с} \cdot \text{Мпс)}$ ($h_0 \geq 1/2$). Тогда для $Y \leq 0,25$ получаем $\Omega_N \leq 0,08$ [25], откуда можно заключить, что Ω (скопления галактик) $> \Omega_N$; очевидно, что масса скоплений галактик не может определяться веществом, которое в эпоху первичного нуклеосинтеза состояло из нуклонов [14, 15]. Недавние наблюдения (сводка результатов содержится в работе [12]), по-видимому, указывают на еще более низкую распространенность He^4 : $Y \leq 0,23$. В этом случае $\Omega_N \leq 0,02$, поэтому возможно, что нуклоны не преобладают даже в веществе, из которого состоят двойные галактики и мелкие группы.

Нейтрино с малой массой являются идеальным кандидатом на роль скрытой массы, составляющей главную часть массы вещества во Все-

ленной. Вспомним, что нейтрино примерно столь же многочисленны, как фотоны, а количество нуклонов на много порядков меньше ($\eta = n_N/n_\gamma \approx 10^{-10 \pm 1}$). Если бы нейтрино имели небольшую массу покоя, то отношение вкладов нейтрино и нуклонов в общую массу вещества во Вселенной равнялось бы

$$M_\nu/M_N = (10^{10}\eta)^{-1} \sum_i^{1/2} g_{\nu_i} (m_{\nu_i}/0,34 \text{ эВ}). \quad (20)$$

Поскольку при $Y \leq 0,25$ имеем $\eta < 4 \cdot 10^{-10}$ (или при $Y \leq 0,23$ $\eta < 1 \cdot 10^{-10}$), то нейтрино с массой, превышающей несколько электронвольт (или несколько десятых электронвольта), преобладали бы во Вселенной. Плотность нейтрино (в единицах критической плотности), выраженная через температуру фотонов и постоянную Хаббла, имеет вид

$$\Omega_\nu = (100h_0^2)^{-1} (T_0/2,7)^3 \sum_i g_{\nu_i} m_{\nu_i}/2 [\text{эВ}]. \quad (21)$$

На основе данных наблюдений богатых скоплений галактик Шрамм и Стейгман [14, 15] предположили, что масса нейтрино составляет 10 эВ с возможным отклонением в два раза в ту или иную сторону; разумный предел на полную массу всех типов нейтрино составляет

$$\sum_i g_{\nu_i} m_{\nu_i}/2 \leq 100 \text{ эВ}. \quad (22)$$

Если основной вклад в плотность Вселенной вносят нейтрино, то к каким следствиям для первичного нуклеосинтеза это приведет? Оказывается, что таких следствий несколько. Если нейтрино обладает «майорановой» массой, то $g_{\nu_i} = 2$ и скорость расширения остается той же, что в приведенных выше расчетах. Если же нейтрино имеют «диракову» массу, то $g_{\nu_i} = 4$, однако и в этом случае скорость расширения может остаться прежней. Дело в том, что правое нейтрино должно взаимодействовать гораздо слабее, чем левое. Вполне вероятно, что отъединение правых нейтрино произошло на очень ранней стадии эволюции Вселенной, и, следовательно, в период нуклеосинтеза вклад этих нейтрино в полную плотность, а значит, и в скорость расширения был пренебрежимо мал.

Более важный эффект, обусловленный нейтрино с отличной от нуля массой покоя, состоит в том, что благодаря таким нейтрино относительная распространенность нуклонов η может оказаться значительно ниже, чем дают динамические расчеты. Низкое значение η ($< 10^{-10}$) означало бы малую распространенность He^4 ($Y < 0,23$), а тем самым допускалось бы существование гораздо большего числа различных типов нейтрино ($N_\nu > 4$) [12]. Действительно, при $Y \geq 0,23$ и $\eta \lesssim 0,3 \cdot 10^{-10}$ предел на N_ν вообще отсутствует [12]. В настоящее время нигде больше физика элементарных частиц и космология не соприкасаются столь тесно, как здесь.

V. ЭКЗОТИЧЕСКИЕ РЕЛИКТОВЫЕ ЧАСТИЦЫ

Как отмечалось выше, новые экзотические, т.е. очень тяжелые, или слабо взаимодействующие, либо обладающие обоими этими свойствами частицы должны были рождаться в горячей плотной среде ранней Вселенной. Обладая достаточно большим временем жизни, некоторые экзотические реликтовые частицы могли выжить и оказать влияние на последующую эволюцию Вселенной. Если ввести определенные допущения, касающиеся некоторых свойств подобных новых частиц (их взаимодействий, распадов и пр.), то ограничения на другие свойства (существуют ли вообще эти частицы, какова их масса и пр.) можно получить из геофизических и астрофизических данных. Такой подход оказался полезным при исследовании новых моделей в физике элементарных частиц [4, 6]; это направление можно рассматривать как дальнейшее развитие работы [2], посвященной секстетной кварковой модели тяжелых адронов. Поскольку эта тематика только начинает развиваться, мы ограничимся лишь кратким резюме (основанным главным образом на результатах работы [4]).

Если «новые» частицы объединяются с «обычными», то можно ожидать, что для них характерна та же асимметрия, что и для нуклонов. Их распространенность по отношению к нуклонам может составить $f \approx 1$. Напротив, распространенность реликтовых частиц с типичным для сильного взаимодействия сечением и полной симметрией между веществом и антивеществом составляет, как можно ожидать $f \approx 10^{-10}$ (см. формулу (106)). Кажется разумным считать, что распространенность реликтовых экзотических частиц заключена в пределах $10^{-10} \lesssim f \lesssim 1$. Из того факта, что попытки обнаружить эти частицы в опытах на ускорителях не привели к успеху, следует нижний предел для массы $M \gtrsim 10 M_N$. Перечислим ряд ограничений на долгоживущие частицы [4]:

1. $f \lesssim 10 (M_N/M)$, иначе масса вещества во Вселенной была бы слишком большой.

2. Из сравнения химической и физической масс вещества следует $f \lesssim 10^{-4} (M_N/M)$.

3. Поиски аномальных ядер [11] дают $M \gtrsim 60 M_N$.

4. Если экзотические частицы распадаются и их безразмерная парциальная ширина распада в мюоны равна B_μ , то они могли остаться до сих пор не обнаруженными при условии $\tau \gtrsim 5 \cdot 10^{30} [f(M/M_N)] B_\mu$ (лет).

5. Долгоживущие симметричные экзотические реликтовые частицы должны аннигилировать с античастицами. Если на один акт аннигиляции испускается B_γ гамма-квантов, то частицы могли избежать обнаружения при условии $f B_\gamma < 10^{-7}$.

Число ограничений на короткоживущие частицы ($\tau < t_0$) не столь велико. Реликтовые частицы с достаточным временем жизни могли уцелеть и оказать решающее влияние на эволюцию ранней Вселенной. Их распады привели бы к искажению спектра микроволнового фонового излучения либо к появлению слишком большого потока γ -излучения.

Отсюда можно получить следующее ограничение:

$$\tau \lesssim \text{Min} [10^7 \text{ лет}; t_*], \quad (23a)$$

где

$$t_* = 10^6 [f(M/M_N)]^{-2} \text{ лет}. \quad (23b)$$

Если же долгоживущие реликтовые частицы распались до эпохи нуклеосинтеза, то космология дает мало ограничений, поэтому

$$\tau \lesssim \text{Max} [10^{-8} \text{ лет}; t_*]. \quad (24)$$

На основании приведенных ограничений можно сформулировать несколько выводов. Реликтовые частицы с большой распространенностью ($f \approx 1$) должны иметь очень малое время жизни ($\tau \leq 1$ с). Даже умеренно распространенные реликтовые частицы должны быть короткоживущими ($f \gtrsim 10^{-8}$, $\tau < 10^7$ лет). Лишь реликтовые частицы с очень малой распространенностью могут быть долгоживущими. Эксперименты по поиску распада протона могут вдобавок дать свидетельства о новых экзотических реликтовых частицах, либо дать более строгие ограничения.

VI. РЕЗЮМЕ

На сегодняшний день одним из самых впечатляющих итогов развития физики элементарных частиц и космологии является тесное сближение этих наук. Благодаря взаимному интересу, проявляемому учеными, работающими в каждой из этих областей, к проблемам другой области, перед физикой элементарных частиц и космологией открылись новые перспективы. Теперь мы хорошо понимаем, что вопрос: «Симметрична ли Вселенная по отношению к веществу или антивеществу?» — есть оборотная сторона медали по отношению к вопросу, стабилен ли протон? Теории великого объединения, допускающие распад протона, также обеспечивают механизм возникновения барионной асимметрии на очень ранней стадии эволюции Вселенной.

Теперь нам стало ясно, что если масса покоя нейтрино отлична от нуля, то это имеет важные следствия не только для физики элементарных частиц, но и для космологии. Может оказаться, что мы живем во Вселенной, где преобладает нейтрино. Мало того, что Земля — не центр Вселенной, но вдобавок вещество, из которого мы состоим, не является основным строительным материалом во Вселенной!

Настоящая работа выполнена при поддержке Исследовательского фонда Бартоля по субсидии Департамента энергетики EP-78-S-02-5007. Большинство изложенных результатов получены вместе с моими постоянными соавторами Д. Шраммом, Т. Гайссером и Дж. Эллисом.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Dimpoulos S., Susskind L.* Phys. Rev., **D18**, 4500, 1978.
2. *Dover C.B., Gaisser T.K., Steigman G.* Phys. Rev. Lett., **42**, 1117, 1979.
3. *Ellis J., Gaillard M.K., Nanopoulos D.V.* Phys. Lett., **80B**, 360, 1979.
4. *Ellis J., Gaisser T.K., Steigman G.* Nucl. Phys., **B177**, 427, 1981.
5. *Faber S.M., Gallagher J.S.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., **17**, 135, 1979.
6. *Frampton P.H., Glashow S.L.* Phys. Rev. Lett., **44**, 1481, 1980.
7. *Gott J.R., Gunn J.E., Schramm D.N., Tinsley B.M.* Astrophys. J., **194**, 543, 1974.
8. *Jones L.W.* Rev. Mod. Phys., **49**, 717, 1977.
9. *La Rue G.S., Fairbank W.M., Hebard A.F.* Phys. Rev. Lett., **38**, 1011, 1977.
10. *La Rue G.S., Fairbank W.M., Phillips J.D.* Phys. Rev. Lett., **42**, 142, 1019, 1979.
11. *Middleton R., Zurmühle R.W., Klein J., Kollarits R.F.* Phys. Rev. Lett., **43**, 429, 1979.
12. *Olive K.A., Schramm D.N., Steigman G., Turner M.S., Yang J.* Astrophys. J., **246**, 557, 1981.
13. *Schramm D.N., Wagoner R.V.* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **27**, 37, 1977.
14. *Schramm D.N., Steigman G.* First Prize Essay, Gravity Research Foundation; Gen. Rel. Grav., **13**, 101, 1980.
15. *Schramm D.N., Steigman G.* Astrophys. J., **243**, 1, 1981.
16. *Steigman G.* Ann. Rev. Astron. Astrophys., **14**, 339, 1976.
17. *Steigman G.* Ann. Rev. Nucl. Part. Sci., **29**, 313, 1979.
18. *Steigman G.* Trans. New York Acad. Sci., **40**, 180, 1980.
19. *Steigman G., Olive K.A., Schramm D.N.* Phys. Rev. Lett., **43**, 239, 1979.
20. *Steigman G., Schramm D.N., Gunn J.E.* Phys. Lett., **66B**, 202, 1977.
21. *Toussaint D., Treiman S., Wilczek F., Zee A.* Phys. Rev., **D19**, 1036, 1979.
22. *Wagoner R.V.* In The Early Universe, in Physical Cosmology, Les Houches, Session XXXII, Amsterdam, North-Holland, 1980.
23. *Wagoner R.V., Steigman G.* Phys. Rev., **D20**, 825, 1979.
24. *Weinberg S.* Phys. Rev. Lett., **42**, 850, 1979.
25. *Yang J., Schramm D.N., Steigman G., Rood R.T.* Astrophys. J., **227**, 697, 1979.
26. *Yoshimura M.* Phys. Rev. Lett., **41**, 381, 1978.
27. Зельдович Я. Б., Окунь Л. Б., Пикельнер С. Б. УФН, **87**, 113, 1965.

Книги и научные статьи Уильяма А. Фаулера

1933

Low Voltage Electron Beams, Bachelor of Engineering Physics thesis, Ohio State University (не опубликовано).

1934

High Energy Gamma-Rays from Lithium and Fluorine Bombarded with Protons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **46**, 531.
Gamma-Rays from Boron Bombarded with Deutons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **46**, 1109.

1935

Gamma-Rays from the Disintegration of Beryllium by Deuterons and Protons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **47**, 782.
The Emission of Negative Electrons from Boron Bombarded by Deuterons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **47**, 887.
The Emission of Negative Electrons from Lithium and Fluorine Bombarded with Deuterons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **47**, 971.
Gamma-Rays from Nitrogen Bombarded with Deuterons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **48**, 100.
Gamma-Rays from Boron Bombarded with Protons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **48**, 102.
Cloud Chamber Studies of the Gamma-Radiation from Lithium Bombarded with Protons (*H. R. Crane, L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **48**, 125.
Protons from the Disintegration of Lithium by Deuterons (*L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **48**, 848.

1936

Radioactive Elements of Low Atomic Number, Ph.D. thesis, California Institute of Technology (не опубликовано).
Radioactive Elements of Low Atomic Number (*L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **49**, 561.

1937

Energy and Absorption of the Gamma-Radiation from $\text{Li}^7 + \text{H}^1$ (*L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **51**, 391.
Gamma-Radiation from Fluorine Bombarded with Protons (*L. A. Delsasso, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **51**, 527.
Radioactive Alpha-Particles from $\text{Li}^7 + \text{H}^2$ (*C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **51**, 1103.

1938

- Gamma-Radiation from Boron Bombarded by Protons (*E. R. Gaertner, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **53**, 628.
Scattering of Fast Electrons, *Phys. Rev.*, **54**, 773.
Scattering and Loss of Energy of Fast Electrons and Positrons in Lead (*J. Oppenheimer*), *Phys. Rev.*, **54**, 320.

1939

- The Gamma-Radiation from Boron Bombarded by Deuterons (*E. R. Gaertner, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **55**, 27.
Short Range Alpha-Particles from $F^{19} + H^1$ (*W. B. McLean, R. A. Becker, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **55**, 796.
Pair Emission from Fluorine Bombarded with Protons (*C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **56**, 840.
Low Energy Gamma-Radiation from Lithium Bombarded with Protons (*C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **56**, 841.

1940

- Multiple Scattering of Fast Electrons (*C. W. Sheppard*), *Phys. Rev.*, **57**, 273.

1941

- Application of a Pressure Electrostatic Generator to the Transmutation of Light Elements by Protons (*T. Lauritsen, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **59**, 241.
The Transmutation of Fluorine by Protons (*J. F. Streb, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **59**, 253.

1942

- Short Range Alpha-Particles from Fluorine Bombarded with Protons (*R. A. Becker, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **62**, 186.

1947

- Angular Distribution of the $Li^7(p, \alpha)\alpha$ Reaction (*S. Rubin, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **71**, 212.
The Conservation of Momentum in the Disintegration of Li^8 (*R. F. Christy, E. R. Cohen, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **72**, 698.
Electrostatic Analyzer for 1,5-Mev Protons (*C. C. Lauritsen, T. Lauritsen*), *Rev. Sci. Instrum.*, **18**, 818.

1948

- Gamma Radiation from Light Nuclei under Proton Bombardment (*C. C. Lauritsen, T. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **73**, 181.
Gamma Radiation from Excited States of Light Nuclei (*C. C. Lauritsen, T. Lauritsen*), *Revs. Mod. Phys.*, **20**, 236.
Excited States of B^{10} (*T. Lauritsen, C. C. Lauritsen, V. K. Rasmussen*), *Phys. Rev.*, **73**, 636.
Energy Levels of Light Nuclei (*T. Lauritsen, C. C. Lauritsen*), *Nucleonics*, **2**, 18.

1949

- Beryllium-Proton Reactions and Scattering (*R. G. Thomas, S. Rubin, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **75**, 1612.

- Neutron-Hydrogen Mass Difference from the D-D Reactions (*A. V. Tollestrup, F. A. Jenkins, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **75**, 1947.
- Gamma-Radiation from Light Nuclei under Protons Bombardment (*C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **76**, 314.
- Energy Release in Beryllium and Lithium Reactions with Protons (*A. V. Tollestrup, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **76**, 428.
- Investigations of the Capture of Protons and Deuterons by Deuterons (*C. C. Lauritsen, A. V. Tollestrup*), *Phys. Rev.*, **76**, 1767.
- Isotopic Tracers and Nuclear Radiations, (*William E. Siri*) New York: McGraw-Hill. (Figure 2, p. 9, with *W.F. Hornyak, E. R. Cohen*.)

1950

- The Cross Section for the Radiative Capture of Protons by C^{12} near 100 kev (*Robert N. Hall*), *Phys. Rev.*, **77**, 197, перепечатано в Selected Reprints-Synthesis and Abundances of the Elements, New York: AIP, 1968, p. 49.
- Nuclear Mass Determinations from Nuclear Q-Values (*A. Tollestrup, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **78**, 372.
- Low Energy Alpha-Particles from Fluorine Bombarded by Protons (*C. Y. Chao, A. V. Tollestrup, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **79**, 108.
- Energy Levels of Light Nuclei. III (*W.F. Hornyak, T. Lauritsen, P. Morrison*), *Revs. Mod. Phys.*, **22**, 291.
- A Magnetic Analyzer for Charged-Particles from Nuclear Reactions (*C.W. Snyder, S. Rubin, C. C. Lauritsen*), *Rev. Sci. Instrum.*, **21**, 852.

1951

- Cross Sections of Thermonuclear Reactions, *Phys. Rev.*, **A81**, 655.
Artillery Rockets (засекречено).
- Excited States of the Mirror Nuclei, Li^7 and Be^7 (*A. B. Brown, C. W. Snyder, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **82**, 159.
- Masses of Light Nuclei and Nuclear Disintegration Energies (*C. W. Li, W. Whaling, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **83**, 512.

1952

- The Cross Section for the Radiative Capture of Protons by C^{13} at 129 kev (*E. J. Woodbury*), *Phys. Rev.*, **85**, 51.
- The Disintegration of N^{15} by Protons (*A. Schardt, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **86**, 527.

1953

- Angular Distribution of Gamma Rays and Short-Range Alpha Particles from N^{15} ($p, \alpha\gamma$) C^{12} (*A. A. Kraus, Jr., A. P. French, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **89**, 299.
- The Elastic Scattering of Protons by Lithium (*W. D. Wartens, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **91**, 917.
- Analysis of the N^{15} (p, α) C^{12} Excitation Function (*R. G. Thomas*), *Phys. Rev.*, **91**, 472.

1954

- Inelastic Scattering of Protons by Li^7 (*F. Mozer, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **93**, 829.
- Experimental and Theoretical Results on Nuclear Reactions in Stars, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, Ser. 4*, **13**, 88.
- Nuclear Structure and Transmutation, in *Modern Physics for the Engineer*, New York: McGraw-Hill, Series I, Chap. 6, p. 140.

- Low Excited States of F^{19} . I. Proton Inelastic Scattering (R. W. Peterson, C. A. Barnes, C. C. Lauritsen), *Phys. Rev.*, **94**, 1075.
 Sur le Taux de génération d'énergie thermonucléaire dans les étoiles (D. Bosman-Crespin, J. Humblet), *Bull. Soc. Roy. Liège*, **9**, 327.
 Hole Configurations in Light Nuclei (R. F. Christy), *Phys. Rev.*, **A96**, 851.

1955

- The Elastic Scattering of Protons by F^{19} (T. S. Webb, F. B. Hagedorn, C. C. Lauritsen), *Phys. Rev.*, **99**, 138.
 Stellar Evolution and the Synthesis of the Elements (G. R. Burbidge, E. M. Burbidge), *Astrophys. J.*, **122**, 271.
 Nuclear Reactions and Element Synthesis in the Surfaces of Stars (G. R. Burbidge, E. M. Burbidge), *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, **17**, II, 167.

1956

- Element-Building Reactions in Stars (J. L. Greenstein), *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **42**, 173.
 Californium 254 and Supernovae (G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy), *Phys. Rev.*, **103**, 1145.
 Origin of the Elements in Stars (F. Hoyle, G. R. Burbidge, E. M. Burbidge), *Science*, **124**, 611, перепечатано в *Selected Reprints—Synthesis and Abundances of the Elements* (New York: American Institute of Physics, 1968, p. 108).
 Experimental and Observational Evidence for Origin of the Elements in Stars, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **68**, 505.
 The Origin of the Elements, *Sci. Am.*, **195**, 82.
 Supernovae and Californium 254 (W. Baade, G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy), *Publ. Astron. Soc. Pas.*, **68**, 296.

1957

- Nuclear Reactions with the Neon Isotopes in Stars (J. B. Marion), *Astrophys. J.*, **125**, 1.
 Formation of the Elements, *Sci. Monthly*, **84**, 2.
 The Elastic Scattering of Protons by N^{14} (F. B. Hagedorn, F. Mozer, T. S. Webb, C. C. Lauritsen), *Phys. Rev.*, **105**, 219.
 Angular Correlations in the F^{19} (p, α) O^{16} Reaction (H. J. Martin, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen), *Phys. Rev.*, **106**, 1260.
 B^{12} , C^{12} , and the Red Giants (C. W. Cook, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen), *Phys. Rev.*, **107**, 508, перепечатано в *Selected Reprints—Synthesis and Abundances of the Elements*, New York: AIP, 1968, p. 61.
 Synthesis of the Elements in Stars (E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, F. Hoyle), *Rev. Mod. Phys.*, **29**, 547, перепечатано в *Selected Reprints—Origin of the Elements*, New York: AIP, 1968, p. 15.

1958

- Completion of the Proton-Proton Reaction Chain and the Possibility of Energetic Neutrino Emission by Hot Stars, *Astrophys. J.*, **127**, 551.
 Temperature and Density Conditions for Nucleogenesis by Fusion Processes in Stars, at Second International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, September, 1958, Paper No. 1341.
 Nuclear Processes and Element Synthesis in Stars, in *Ricerca Astronomica Specola Vaticana*, Citta del Vaticano, New York: Interscience, vol. 5, p. 269.
 Nuclear Reactions and Element Synthesis in Stellar Atmospheres, (Stockholm, July, 1956) *IAU Symp.*, **6**, 222.
 Nature of the Li^8 Beta-Decay Interaction (C. A. Barnes, H. B. Greenstein, C. C. Lauritsen, M. E. Nordberg), *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 328.

- Low Excited States of F^{19} . I. Proton Inelastic Scattering (R. W. Peterson, C. A. Barnes, C. C. Lauritsen), Phys. Rev., **94**, 1075.
 Sur le Taux de génération d'énergie thermonucléaire dans les étoiles (D. Bosman-Crespin, J. Humblet), Bull. Soc. Roy. Liège, **9**, 327.
 Hole Configurations in Light Nuclei (R. F. Christy), Phys. Rev., **A96**, 851.

1955

- The Elastic Scattering of Protons by F^{19} (T. S. Webb, F. B. Hagedorn, C. C. Lauritsen), Phys. Rev., **99**, 138.
 Stellar Evolution and the Synthesis of the Elements (G. R. Burbidge, E. M. Burbidge), Astrophys. J., **122**, 271.
 Nuclear Reactions and Element Synthesis in the Surfaces of Stars (G. R. Burbidge, E. M. Burbidge), Astrophys. J. Suppl. Ser., **17**, II, 167.

1956

- Element-Building Reactions in Stars (J. L. Greenstein), Proc. Nat. Acad. Sci., **42**, 173.
 Californium 254 and Supernovae (G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy), Phys. Rev., **103**, 1145.
 Origin of the Elements in Stars (F. Hoyle, G. R. Burbidge, E. M. Burbidge), Science, **124**, 611, перепечатано в Selected Reprints—Synthesis and Abundances of the Elements (New York: American Institute of Physics, 1968, p. 108).
 Experimental and Observational Evidence for Origin of the Elements in Stars, Publ. Astron. Soc. Pac., **68**, 505.
 The Origin of the Elements, Sci. Am., **195**, 82.
 Supernovae and Californium 254 (W. Baade, G. R. Burbidge, F. Hoyle, E. M. Burbidge, R. F. Christy), Publ. Astron. Soc. Pas., **68**, 296.

1957

- Nuclear Reactions with the Neon Isotopes in Stars (J. B. Marion), Astrophys. J., **125**, 1.
 Formation of the Elements, Sci. Monthly, **84**, 2.
 The Elastic Scattering of Protons by N^{14} (F. B. Hagedorn, F. Mozer, T. S. Webb, C. C. Lauritsen), Phys. Rev., **105**, 219.
 Angular Correlations in the F^{19} ($p, \alpha\gamma$) O^{16} Reaction (H. J. Martin, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen), Phys. Rev., **106**, 1260.
 B^{12} , C^{12} , and the Red Giants (C. W. Cook, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen), Phys. Rev., **107**, 508, перепечатано в Selected Reprints—Synthesis and Abundances of the Elements, New York: AIP, 1968, p. 61.
 Synthesis of the Elements in Stars (E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, F. Hoyle), Rev. Mod. Phys., **29**, 547, перепечатано в Selected Reprints—Origin of the Elements, New York: AIP, 1968, p. 15.

1958

- Completion of the Proton-Proton Reaction Chain and the Possibility of Energetic Neutrino Emission by Hot Stars, Astrophys. J., **127**, 551.
 Temperature and Density Conditions for Nucleogenesis by Fusion Processes in Stars, at Second International Conference on Peaceful Uses of Atomic Energy, Geneva, September, 1958, Paper No. 1341.
 Nuclear Processes and Element Synthesis in Stars, in Recherche Astronomique Specola Vaticana, Citta del Vaticano, New York: Interscience, vol. 5, p. 269.
 Nuclear Reactions and Element Synthesis in Stellar Atmospheres, (Stockholm, July, 1956) IAU Symp., **6**, 222.
 Nature of the Li^8 Beta-Decay Interaction (C. A. Barnes, H. B. Greenstein, C. C. Lauritsen, M. E. Nordberg), Phys. Rev. Lett., **1**, 328.

- High-Energy Alpha Particles from B^{12} (*C. W. Cook, C. C. Lauritsen, T. Lauritsen*), *Phys. Rev.*, **111**, 567.
 Angular Correlation of Alpha Particles from Decay of Li^8 (*T. Lauritsen, C. A. Barnes, C. C. Lauritsen*), *Phys. Rev. Lett.*, **1**, 326.

1959

- Neutron Capture Measurements of Astrophysical Interest (не опубликовано).
 Abundances of the Rare-Earth Nuclei Produced by Rapid Neutron Capture in Supernovae (*R. A. Becker*), *Phys. Rev.*, **115**, 1410.
 Experimental and Theoretical Results on Nuclear Reactions in Stars, II, *Mém. Soc. Roy. Sci. Liège, Ser. 5*, **3**, 207.

1960

- The Duration of Nucleosynthesis (*G. J. Wasserburg, F. Hoyle*), *Phys. Rev. Lett.*, **4**, 112.
 Nuclear Cosmochronology (*F. Hoyle*), *Ann. Phys.*, **10**, 280.
 Origin of the Elements, *Saturday Evening Post*, June 25, 1960, перепечатано в *Adventures of the Mind*, New York: Alfred A. Knoph, 1961, vol. 11, p. 125.
 Joint Discussion on Nucleogenesis in Stars (Chariman's address, Moscow, August, 1958), *Trans. IAU*, **X** 659.
 ft-Value of O^{14} and the Universal Fermi Interaction (*R. K. Bardin, C. A. Barnes, P. A. Seeger*), *Phys. Rev. Lett.*, **5**, 323.
 Nucleosynthesis in Supernovae (*F. Hoyle*), *Astrophys. J.*, **132**, 565, перепечатано в *Nucleosynthesis in Massive Stars and Supernovae*, Chicago: University of Chicago Press, 1964.

1961

- Neutron Capture Chains in Heavy Element Synthesis (*D. D. Clayton, T. Hull, B. A. Zimmerman*), *Ann. Phys.*, **12**, 331.
 The Origin of Nuclear Species by Means of Nuclear Reactions in Stars, in *Modern Physics for the Engineer* New York: McGraw-Hill, Series II, Chap. 9, p. 177.
 Rutherford and Nuclear Cosmochronology, in *Proceedings of the Rutherford Jubilee International Conference*, Manchester, 1961, ed., J. B. Birks, London: Heywood, Session 6, p. 640.
 Deuteronomy: The Synthesis of Deuterons and the Light Nuclei During the Early History of the Solar System (*J. L. Greenstein, F. Hoyle*), *Am. J. Phys.*, **29**, 393.
 Abundances of Heavy Nuclides (*D. D. Clayton*), *Ann. Phys.*, **16**, 51.

1962

- Nucleosynthesis During the Early History of the Solar System (*J. L. Greenstein, F. Hoyle*), *Geophys. J.*, **6**, 148.
 Nuclear Clues to the Early History of Solar System, *Science*, **135**, 1037.
 The Mean Lifetimes of Carbon, Nitrogen, and Oxygen in the CNO Bi-Cycle (*G. R. Caughlan*), *Astrophys. J.*, **136**, 453.
 ft-Value of O^{14} and the Universality of the Fermi Interaction (*R. K. Bardin, C. A. Barnes, P. A. Seeger*), *Phys. Rev.*, **127**, 583.

1963

- Solar Neutrino Flux (*J. N. Bahcall, I. Iben, Jr., R. L. Sears*), *Astrophys. J.*, **137**, 344.
 Star Formation (*F. Hoyle*), *Herstmonceaux Bull.*, **67**, E302.
 On the Nature of Strong Radio Sources (*F. Hoyle*), *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **125**, 169.
 Nature of Strong Radio Sources (*F. Hoyle*), *Nature*, **197**, 533.

- Massive Stars as Strong Radio Sources (*F. Hoyle*), Invited paper, APS meeting New York, January 23-26.
- On the Abundances of Uranium and Thorium in Solar System Material (*F. Hoyle*), *Isotopic and Cosmic Chemistry*, Amsterdam: North-Holland, Chap. 30, p. 516.
- Nuclear Clues to the Early History of the Solar System, Publ. Astron. Soc. Pac., Leaflet No. 411, September.
- Formation of Light Nuclei, in *Origin of the Solar System*, New York: Academic Press, p. 77.
- The Lunar Atmosphere and the Solar Wind (*W. Berstein, R. W. Fredricks, J. L. Vogl*), *Icarus*, **2**, 233.

1964

- The Relative Contributions of Uranium, Thorium, and Potassium to Heat Production in the Earth (*G. J. Wasserburg, Gordon J. F. MacDonald, F. Hoyle*), *Science*, **143**, 465.
- Termination of the Proton-Proton Chain in Stellar Interiors (*P. D. Parker, J. N. Bahcall*), *Astrophys. J.*, **139**, 602.
- On Relativistic Astrophysics (*F. Hoyle, G. R. Burbidge, E. M. Burbidge*), *Astrophys. J.*, **139**, 909.
- Nuclear and Neutrino Processes in Stars and Supernovae (*J. Vogl*), *Lectures in Theoretical Physics*, Boulder: University of Colorado Press, vol. VI, p. 379.
- Neutrino Processes and Pair Formation in Massive Stars and Supernovae (*F. Hoyle*), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* 91, IX, 201, перепечатано в *Massive Stars and Supernovae*, Chicago: University of Chicago Press. (Имеется перевод: У. Фаулер, Ф. Хойл. Нейтринные процессы и образование пар в массивных звездах и Сверхновых.—М.: Мир, 1967.)
- Combined Hydrogen and Helium Burning in the Core of a Population II Red Giant Star (*G. R. Caughlan*), *Astrophys. J.*, **139**, 1180.
- The Origin of the Elements, *Proc. Nat. Acad. Sci. U.S.A.*, **52**, 524.
- The Origin of the Elements, *Chem. Eng. News*, **42**, 90.
- Massive Stars, Relativistic Polytropes and Gravitational Radiation, *Rev. Mod. Phys.*, **36**, 545.
- Nucleosynthesis in Massive Stars and Supernovae (*F. Hoyle*), Chicago, University of Chicago Press.
- Computer Results on Combined Hydrogen and Helium Burning (*G. R. Caughlan, R. J. Talbot*), *Astrophys. J.*, **140**, 380.

1965

- Report on the Properties of Massive Objects (*F. Hoyle*), in *Quasi-Stellar Sources and Gravitational Collapse*, ed. I. Robinson, A. Schild, E. L. Schucking, Chicago: University of Chicago Press, Chap. II, p. 17.
- Nucleosynthesis of Heavy Element by Neutron Capture (*Ph. A. Seeger, D. D. Clayton*), *Astrophys. J. Suppl.*, Ser. 97, XI, 121.
- Massive Stars and Strong Radio Sources, *Proc. Am. Phil. Soc. Philadelphia*, **109**, 181.
- Synthesis and Destruction of Elements in Peculiar Stars of Types A and B (*E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, F. Hoyle*), *Astrophys. J.*, **142**, 423.
- Nucleosynthesis in the Early Solar System (*D. S. Burnett, F. Hoyle*), *Geochim. Cosmochim. Acta*, **29**, 1209.
- The Fast CN Cycle (*G. R. Caughlan*), *Astron. J.*, **70**, 670.
- The Origin of the Elements, in *The Scientific Endeavor*, New York: The Rockefeller Institute Press, p. 10.

1966

- The Iron Group Elements and Equilibrium Process in Nucleosynthesis, in *IAU Symp.*

- on Abundance Determination in Stellar Spectra, Utrecht, August 1964, Birkenhead, Engl.: Wilmer Brothers, p. 335.
- Cosmological Implications of Neutrino Emission by Pair Annihilation in Massive Stars, Conference on Cosmology, Padua, September 14-16, Firenze: atti del Convegno sulla Cosmologia, ed. G. Barbera, vol. II, Chap. 3, p. 185.
- The General Relativistic Instability of Massive Stars, Trans. IAU, XIIB, 581.
- A Quasar Model Based on Relaxation Oscillations in Supermassive Stars, in Some Recent Advances in Basic Sciences, New York: Academic Press, Vol. I, p. 11.
- The Stability of Supermassive Stars, *Astrophys. J.*, **144**, 180.
- Integrated Flux Distribution in Neutron Capture in Stars (*Ph. Seeger*), *Astrophys. J.*, **144**, 822.
- Nuclear Energy Generation in Supermassive Stars, in Perspectives in Modern Physics, New York: John Wiley, p. 413.
- Nucleosynthesis in the Early Stages of an Expanding Universe (*R. V. Wagoner, F. Hoyle*), National Academy of Sciences, Washington, D. C., April.
- Supermassive Stars, Quasars, and Extragalactic Radio Sources, in Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Varenna, 1965, High Energy Astrophysics, New York: Academic Press, p. 313.
- Neutrino Astrophysics, in Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi" Varenna, 1965, High Energy Astrophysics, New York: Academic Press, p. 367.

1967

- Gravitational Red Shifts in Quasi-Stellar Objects (*F. Hoyle*), *Nature*, **213**, 373.
- Nuclear Astrophysics, Jayne Lectures for 1965, Am. Phil. Soc., vol. 67.
- On the Synthesis of Elements at Very High Temperatures (*R. V. Wagoner, F. Hoyle*), *Astrophys. J.*, **148**, 3.
- Nucleosynthesis in Big and Little Bangs, in High Energy Physics and Nuclear Structure, Amsterdam: North-Holland, p. 203.
- Thermonuclear Reaction Rates (*G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman*), Annual Review of Astronomy and Astrophysics, Palo Alto: Annual Reviews, vol. 5, p. 525.
- Gravitational Red Shifts in Quasi-Stellar Objects (*F. Hoyle*), Proceedings of the 1967 Texas Symposium (не опубликовано).
- Dependence of the ${}^8\text{B}$ Solar Neutrino Flux on the Rate of the Reaction ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ (*G. Shaviv, J. N. Bahcall*), *Astrophys. J.*, **150**, 725.
- The Synthesis and Destruction of Elements in Peculiar Stars A and B (*E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, F. Hoyle*), The Magnetic and Related Stars, Baltimore: Mono Book Corp., Part IV, p. 233.
- Origin of Low Energy Cosmic Rays from Outside the Solar System (*G. R. Burbidge, F. Hoyle*), *Nature*, **216**, 22.

1968

- The Empirical Foundations of Nucleosynthesis, in Origin and Distribution of the Elements, ed. L. H. Ahrens Oxford: Pergamon Press, pp. 3-29.
- Nucleosynthesis During Silicon Burning (*D. Bodansky, D. D. Clayton*), *Phys. Rev. Lett.*, **20**, 161.
- Solar Neutrinos and Low-Energy Nuclear Cross Sections (*J. N. Bahcall, N. A. Bahcall, G. Shaviv*), *Phys. Lett.*, **26B**, 359.
- Resource Letter OE-1 on Origin of the Elements (*W. E. Stephens*), *Am. J. Phys.*, **36**, 1, перепечатано в Selected Reprints—Origin of the Elements, AIP, p. 1
- Selected Reprints—Synthesis and Abundances of the Elements, New York: AIP, p. 1.
- Nuclear Quasi-Equilibrium During Silicon Burning (*D. Bodansky, D. D. Clayton*), *Astrophys. J. Suppl.*, Ser. 148, **16**, 299.

- The Role of Neutrons in Astrophysical Phenomena, in Neutron Cross Sections and Technology, Proceedings of a Conference ed., D. T. Goldman, Washington, D. C.: National Bureau of Standards, p. 1.
- Calculation of r-Process Abundances (*P. A. Seeger, D. D. Clayton*) in Nucleosynthesis, eds. W. D. Arnett, C. J. Hansen, J. W. Truran, A. G. W. Cameron, New York: Gordon and Breach, p. 241.

1969

- Nucleosynthesis, Cosmic Ray Studies in Relation to Recent Development in Astronomy and Astrophysics, Proceedings of a Colloquium held in Bombay, November 11-16, 1968, Bombay: Tata Institute of Fundamental Research, p. 25.
- Solar Neutrinos, Cosmic Ray Studies in Relation to Recent Developments in Astronomy and Astrophysics, Proceedings of a Colloquium held in Bombay, November 11-16, 1968, p. 245.
- A Quasar Model Based on Relaxation Oscillations in Massive Stars, in Quasars and High Energy Astronomy, New York: Gordon and Breach, p. 151.
- Solar Neutrino Astronomy, in Contemporary Physics, vol. I, Vienna: International Atomic Energy Agency, p. 359.
- The Effect of Excited Nuclear States on Stellar Reaction Rates (*N. A. Bahcall*), *Astrophys. J.*, **157**, 645.
- Endoergic (p, n) and (α , n), and Their Reverse Reaction Rates (*N. A. Bahcall*), *Astrophys. J.*, **157**, 659.
- Prospects for Nuclear Gamma-Ray Astronomy (*D. D. Clayton*), *Comments Astrophys. Space Phys.*, **1**, 147.

1970

- Stellar Reaction Rates for ^{28}Si (*P. B. Lyons, J. W. Toevs, C. A. Barnes, D. G. Sargood*), *Astrophys. J.*, **159**, 913.
- Galactic Cosmic Ray Origin of Li, Be and B in Stars (*H. Reeves, F. Hoyle*), *Nature*, **226**, 727.
- Nuclear Partition Functions for Stellar Reaction Rates, (*N. A. Bahcall*), *Astrophys. J.*, **161**, 119.
- How Now, No Cosmological Helium?, *Comments Astrophys. Space Phys.*, **2**, 134.
- Spallation Limits on Interstellar Fluxes of Low Energy Cosmic Rays and Nuclear Gamma Rays (*H. Reeves, J. Silk*), *Astrophys. J.*, **162**, 49.
- Thermonuclear Reaction Rates at High Temperature (*G. Michaud*), *Phys. Rev. C* **2**, 2041.

1971

- Lithium and the s-Process in Red-Giant Stars (*A. G. W. Cameron*), *Astrophys. J.*, **164**, 111.
- Facts and Fancies about "Big Bang" Helium and Microwave Radiation, Proceedings of the Meeting on "Astrophysical Aspects of the Weak Interactions", Cortona, Il Palazonne" June 10-12, 1970, *Probl. Attuali Sci. Cult.*, **157**, 115.
- Rotation and Pulsation Periods for Pulsar Models of Quasars, Semaine d'Etude sur les Noyaux des Galaxies, April 13-18, 1970, The Vatican: Pontifica Academiae Scientiarum Scripta Varia No. 3, p. 511.
- Periodicity and Luminosity of the "Pulsar" model of Quasars, in The Crab Nebula (IAU Symp. No. 46, Jodrell Bank, England, August 5-7, 1970), eds. R. D. Davies, F. G. Smith, Dordrecht-Holland: D. Reidel, p. 364.
- Synthesis of Superheavy Elements in the r-Process (*D. N. Schramm*), *Nature*, **231**, 103.
- Stellar Rates for the $^{28}\text{Si}(\alpha, \gamma)^{32}\text{S}$ and $^{16}\text{O}(\alpha, \gamma)^{20}\text{Ne}$ Reactions (*J. W. Toevs, C. A. Barnes, P. B. Lyons*), *Astrophys. J.*, **169**, 421.

Elementary Particle Interactions in Astrophysics (*M. A. Ruderman*), in *Elementary Particles—Science, Technology and Society*, ed. L. C. L. Yuan, New York: Academic Press, Chap. 2.

1972

New Observations and Old Nucleocosmochronologies, Cosmology, Fusion, and Other Matters: A Memorial to George Gamow, ed. F. Reines, Boulder: Colorado Associated University Press, p. 67.

Nucleosynthesis in Silicon Burning (*G. Michaud*), *Astrophys. J.*, **173**, 157.

Weak s-Process Irradiations (*J. G. Peters, D. D. Clayton*), *Astrophys. J.*, **173**, 637.

What Cooks with Solar Neutrinos?, *Nature*, **238**, 24 (опечатка: *Nature*, **242**, 424, 1973).

^{176}Lu and s-Process Nucleosynthesis (*J. Audouze, D. N. Schramm*), *Nature*, **238**, 8.

Mean Lifetimes and Equilibrium Abundances in the Fast CN Cycle (*G. R. Caughlan*), *Nature*, **238**, 23.

1973

On the Origin of Light Elements (*H. Reeves, J. Audouze, D. N. Schramm*), *Astrophys. J.*, **179**, 909; см. также *Cosmology—Selected Reprints*, Stony Brook: American Association of Physics Teachers, 1979, p. 108.

On the Origin of Deuterium (*F. Hoyle*), *Nature*, **241**, 384.

The Case of the Missing Solar Neutrino, in *Science Year 1974*, Chicago: Field Enterprises Educational Corporation, pp. 79–91.

Experiments of Relevance to Explosive Nucleosynthesis, in *Explosive Nucleosynthesis*, eds. D. N. Schramm, W. D. Arnett, Austin: University of Texas Press, p. 298.

1974

Measurement and Theoretical Analysis of Some Reaction Rates of Interest in Silicon Burning (*A. J. Howard, H. B. Jensen, M. Rios, B. A. Zimmerman*), *Astrophys. J.*, **188**, 131.

Deuterium and the Early Universe (*J. M. Pasachoff*), *Sci. Am.*, **230**, 108.

What SNU? The Case of the Missing Solar Neutrinos, in *Late Stages of Stellar Evolution*, IAU Symp. No. 66, Warsaw, ed. R. J. Tayler, Dordrecht, Holland: D. Reidel, p. 245.

A Listener's Digest of IAU Symp. No. 64 on Gravitational Radiation and Gravitational Collapse, in *Late Stages of Stellar Evolution*, IAU Symp. No. 66, Warsaw, ed. R. J. Tayler, Dordrecht, Holland: D. Reidel, p. 252.

High Temperature Nuclear Astrophysics (Darwin Lecture), *Q. J. R. Astron. S.*, **15**, 82.

1975

Thermonuclear Reaction Rates, II (*G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman*), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **13**, 69.

A Foundation for Research (25th Anniversary of the National Science Foundation), *Science*, **188**, 414.

Tables of Thermonuclear Reaction Rates (*B. A. Zimmerman, G. R. Caughlan*), OAP-399 (не опубликовано).

Nuclear Experimentation Relevant to Cosmic Ray Composition, in *Fourteenth International Cosmic Ray Conference*, vol. 11, Munich: Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik, pp. 3550–3565.

Charles Christian Lauritsen, 1892–1968, in *Biographical Memorials*, Vol. XLVI, Washington, D. C.: National Academy of Sciences, pp. 221–239.

A Foundation for Research, *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **72**, 2843.

Experimental Foundations of Explosive Nucleosynthesis, *J. Phys. (Paris)*, **36**, 151.

1976

- Recent Developments in Nuclear Astrophysics, in The Galaxy and The Local Group (Royal Greenwich Observatory Bull. No. 182), eds. R.J. Dickens, J.E. Perry, Herstmonceux, pp. 57-63.
- Solar Models of Low Neutrino-Counting Rate: Energy Transport by Processes Other than Radiative Transfer (*M.J. Newman*), *Astrophys. J.*, **207**, 601.
- Maximum Rate for the Proton-Proton Reaction Compatible with Conventional Solar Models (*M.J. Newman*), *Phys. Rev. Lett.*, **36**, 895.
- Production of Heavy Elements in Neutron Stars (*J.-R. Buchler, M.J. Newman, M. Howard*), *Nature*, **263**, 354.
- Tables of Thermonuclear-Reaction-Rate Data for Neutron-Induced Reactions on Heavy Nuclei (*J.A. Holmes, S.E. Woosley, B.A. Zimmerman*), *At. Data Nucl. Data Tables*, **18**, 305.
- Experiment and Theory Relevant to Explosive Nucleosynthesis, in Scientific and Industrial Applications of Small Accelerators, Fourth Conference-1976, eds. J.L. Duggan, J.A. Martin, New York: IEEE, p. 11.

1977

- Possible Interpretations of The Isotopic Composition of Hydrogen and Helium in Solar Cosmic Rays (*S.A. Colgate, J. Audouze*), *Astrophys. J.*, **213**, 849.
- Physics in 1976—A Personal Account (Presidential Address, American Physical Society), *Phys. Today*, **30**, 33.
- Wigner Cusps and Explosive Nucleosynthesis (*J.L. Zyskind, R.H. Spear, M.H. Shapiro, R.E. Marrs, M.T. Esat, J.M. Davidson, C.A. Barnes*), *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure, Tokyo: Organizing Committee*, p. 846.
- Helium(3) Rich Solar Flares (*S.A. Colgate, J. Audouze*), *Fifteenth International Cosmic Ray Conference, Plovdiv, Bulgaria, August 13-26*.
- The Solar Neutrino Problem, in *Unification of Elementary Forces and Gauge Theories*, eds. D.B. Cline, F.E. Mills, London: Harwood Academic Publishers, p. 509 (см. также Ben Lee Memorial Conference, Fermilab).

1978

- The Solar Neutrino Problem, *LAMPF Users Group Newsletter*, **10**, 32.
- The Case of the Missing Solar Neutrinos, *Engineering and Science*, **XLI**, 4.
- Nuclear Cosmochronology, *Proceedings of the Robert A. Welch Foundation Conference on Chemical Research. XXI. Cosmochemistry*, ed. W.O. Milligan, Houston: Robert A. Welch Foundation, pp. 61-133.
- Nuclear Partition Functions (*C.A. Engelbrecht, S.E. Woosley*), *Astrophys. J.*, **226**, 984.
- Age of the Universe, the Galaxy and Chemical Elements, *Bull. Am. Acad. Arts Sci.*, **XXXII**, 32.
- Semi-Empirical Thermonuclear Reaction-Rate Data for Intermediate Mass Nuclei (*S.E. Woosley, J.A. Holmes, B.A. Zimmerman*), *At. Data Nucl. Data Tables*, **22**, 371.

1979

- Cross Section Measurements and Thermonuclear Reaction Rates for $^{48}\text{Ca}(p,\gamma)^{49}\text{Sc}$ and $^{48}\text{Ca}(p,n)^{48}\text{Sc}$ (*J.L. Zyskind, J.M. Davidson, M.T. Esat, R.H. Spear, M.H. Shapiro, C.A. Barnes*), *Nucl. Phys.*, **A315**, 430
- Nuclear Astrophysics, The Elements and Their Isotopes in The Universe, **XXII International Colloquium on Astrophysics, Liège, June 20-22, 1978**; Liège: Presses Universitaires, pp. 22-44.

- A Nuclear Correction Factor for Re/Os Cosmochronology (*S.E. Woosley*), *Astrophys. J.*, **233**, 411.
- On the Origin of the Light Elements (*H. Reeves, J. Audouze, D.N. Schramm*), *Cosmology—Selected Reprints*, Stony Brook: American Association of Physics Teachers, p. 108, (см. также *Astrophys. J.*, **179**, 909, 1973).

1980

- Thermalization of Long-Lived Nuclear Isomeric States under Stellar Conditions, (*R. A. Ward*), *Astrophys. J.*, **238**, 266.
- Stellar Weak-Interaction Rates for sd-Shell Nuclei I: Nuclear Matrix Element Systematics with Applications to ^{26}Al and Selected Nuclei of Importance to the Supernova Problem (*G. M. Fuller, M. J. Newman*), *Astrophys. J. Suppl.*, **42**, 447.
- Competition Effects in Proton-Induced Reactions on ^{51}V (*J. L. Zyskind, C. A. Barnes, J. M. Davidson, R. E. Marrs, M. H. Shapiro*), *Nucl. Phys.*, **A343**, 295.
- Neglect of D, T, and ^3He in Advanced Stellar Evolution (*B. Cujec*), *Astrophys. J.*, **236**, 658.

1981

- A Test of Global Hauser–Feshbach Calculations for Proton-Induced Reactions on ^{68}Zn (*M. T. Esat, R. H. Spear, J. L. Ziskind, M. H. Shapiro, J. M. Davidson*), *Phys. Rev.*, **C23**, 1822.

ОГЛАВЛЕНИЕ

От редактора перевода	5
Предисловие	8
Глава 1. Двадцать лет сотрудничества с У. Фаулером. Ф. Хойл	13
Глава 2. Нуклеосинтез в галактиках. Е. М. Бербидж и Дж. Р. Бербидж	22
I. Введение	22
II. Бербиджи, Фаулер и Хойл в Кембридже и КТИ	24
III. Звездный нуклеосинтез в галактиках	25
IV. Заключение	31
Литература	31
Глава 3. Содержание химических элементов и нуклидов в Солнечной системе. А. Дж. У. Камерон	33
I. Введение	33
II. Таблицы распространенностей элементов	35
III. Отдельные случаи	38
IV. Обсуждение	40
Литература	51
Глава 4. Сравнение данных наблюдений звезд с теорией нуклеосинтеза. Дж. Л. Гринстейн	53
I. Введение	53
II. Видимость беспорядка	54
III. Легкие элементы	58
IV. Горячие звезды с аномальным химическим составом	59
V. Определение отношений изотопов по молекулярным полосам	61
VI. Элементы и изотопы CNO-цикла	66
VII. Кислородные аномалии	68
VIII. Заключение	70
Литература	71
Глава 5. Повышение надежности экспериментальных значений вероятностей атомных переходов. У. Уэйлинг	73
I. Введение	73
II. Анализ по схеме «чехарда»	74

III.	Анализ по схеме «галстук бабочка»	76
IV.	Некоторые примеры измерений вероятностей переходов для линий FeI	78
V.	Неопределенности, обусловленные методом наблюдений	81
VI.	Самосогласованность данных наблюдений	82
VII.	Резюме	83
	Литература	83
Глава 6. Некоторые короткоживущие нуклиды в ранней Солнечной системе — связь с исходной межзвездной средой. Г. Дж. Вассербург, Д. А. Панагастасиу		85
I.	Введение	85
II.	Метеорит Альенде и методы исследований	94
III.	Открытие исчезнувшего изотопа ^{26}Al	97
IV.	Современные данные	106
V.	Использование ^{26}Al для изотопной хронологии	118
VI.	Образование ^{26}Al	121
VII.	Выводы по алюминию	123
VIII.	Изотопные аномалии Ag и ^{107}Pd	124
IX.	Трансурановые элементы	127
X.	О чем поведали другие радиоактивные нуклиды	130
XI.	Заключение	131
	Литература	138
Глава 7. Химия актиноидов в метеоритах и космохронология. Д. Бернет, М. Стапанян, Дж. Джонс		143
I.	Введение	143
II.	Углистые хондриты как источник данных о среднем содержании актиноидов в Солнечной системе	144
III.	Отношение Th/U по углистым хондритам	145
IV.	Схема учета фракционирования Pu—U—Th в метеоритах	146
V.	Обыкновенные равновесные хондриты	148
VI.	Включения с избытком Ca и Al	151
VII.	Ахондриты	154
VIII.	Обсуждение	156
	Литература	158
Глава 8. Солнечная энергия. Р. У. Кавана		160
I.	Введение	160
II.	Ядерные S-факторы протон-протонной цепочки	163
III.	Заключение	168
	Литература	170
Глава 9. Горение водорода в массивных звездах. У. С. Родни и С. Рольфс		172
I.	Введение	172
II.	CNO-циклы	173
III.	Неоновый цикл	178
IV.	Mg—Al цикл и нуклосинтез ^{26}Al	182
V.	Заключительные замечания	188
	Литература	189

Глава 10. Ядерные реакции в сильно проэволюционировавших звездах.	
С. А. Барнс	191
I. Введение	191
II. Горение гелия	194
III. Горение углерода, неона и кислорода	204
IV. Горение кремния	213
Литература	224
Глава 11. Скорость реакции $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ при термоядерном горении гелия в звездах. Т. А. Томбрелло, С. Е. Кунин и Б. А. Фландерс	228
I. Введение	228
II. Методы определения скорости реакции	229
III. Дальнейшая проверка гибридного анализа	232
IV. Вклад состояния $6,92 \text{ МэВ}, 2^+$ в сечение захвата	234
V. Заключение	234
Литература	235
Глава 12. История проблемы солнечных нейтрино. Дж. Н. Бакал и Р. Дэвис мл.	236
Введение	236
Период до 1962 г.	237
1962 г.	241
1963 г.	241
1964 г.	245
1965–1967 гг.	249
1968 г.	255
1969–1977 гг.	259
С 1978 г. по настоящее время	266
Ретроспектива	269
Литература	273
Глава 13. ^3He Красные карлики и будущий триллион лет нашей Галактики. Э. Э. Солпитер	278
I. Введение	278
II. Начальная функция масс и поступление энергии в межзвездную среду	278
III. Карликовые вспыхивающие звезды и потеря массы	281
IV. Модели нижней части главной последовательности	283
V. ^3He в межзвездной среде	285
VI. Будущий триллион лет нашей Галактики	286
Литература	288
Глава 14. s-Процесс. Р. К. Ульрих	290
I. Введение: вклад работы М. и Дж. Бербиджей, Фаулера и Хойда	290
II. Астрофизические условия	291
III. Сравнение с распространенностями элементов в Солнечной системе без учета ветвления	295
IV. Ветвление в нестационарном s-процессе	305
V. Краткие выводы	311
Литература	312

Глава 15. r-Процесс и ядерная космохронология. Д. Н. Шрамм	313
I. Введение	313
II. Физика $r(n)$ -процесса	317
III. Окончание r -процесса	322
IV. Астрофизические условия протекания r -процесса	324
V. Ядерная космохронология	330
VI. Заключение	336
Литература	337
Глава 16. Происхождение легких элементов. Ж. Одуз и Х. Ривс	340
I. Введение	340
II. Наблюдаемая распространенность легких элементов	341
III. Реакции скальвания	342
IV. Физика реакций скальвания	345
V. Образование Li, Be и B космическими лучами	348
VI. Нуклеосинтез ${}^7\text{Li}$	351
VII. Происхождение легких элементов и астрофизические приложения	355
Приложение: работа Фаулера, Гринстейна и Хойла и прото-солнечная OB-ассоциация	356
Литература	357
Глава 17. Нуклеосинтез в двух моделях звезд массой $25M_{\odot}$, принадлежащих к разным типам населения. С. Е. Вусли и Т. А. Уивер	359
I. Введение	359
II. Скорости ядерных реакций	360
III. Модели звезд и эволюция до взрыва	361
IV. Моделирование взрыва сверхновой	367
V. Нуклеосинтез и обсуждение результатов	370
Литература	379
Глава 18. Космическая радиоактивность: γ-излучение как индикатор происхождения атомных ядер. Д. Д. Клейтон	381
I. Введение	381
II. Изучение структуры сверхновой	386
III. Центр Галактики, скопление галактик в Деве и фоновое излучение	400
Литература	405
Глава 19. О природе сверхновых. У. Д. Арнетт	407
I. Введение	407
II. Кривые блеска и спектры	407
III. Приложения теории и выводы	413
IV. Заключение	416
Литература	417
Глава 20. Теория сверхновых. Г. А. Бете	418
I. Введение	418

II.	Строение предсверхновой	419
III.	Динамика коллапса	421
IV.	Преобразование вещества	424
V.	Удержание нейтрино	426
VI.	Уравнение состояния	427
VII.	Генерация ударной волны	431
VIII.	Энергия ударной волны	435
IX.	Нейтринные потери	438
X.	Ударная волна и гравитация	441
	Литература	445

Глава 21. Ядерная теория новых. Дж. У. Труран 446

I.	Введение	446
II.	Вспышка новой	446
III.	Природа фазы постоянной светимости	452
IV.	Различие между быстрыми и медленными новыми	454
V.	Обсуждение	458
	Литература	466

Глава 22. Свободные и связанные кварки—ускорители и ранняя Вселенная. Р. В. Вагонер 468

I.	Введение	468
II.	Изучение ранней Вселенной	468
III.	Нарушенная квантовая хромодинамика	476
IV.	Образование свободных кварков в ранней Вселенной	480
V.	Образование свободных кварков на ускорителях	485
	Литература	490

Глава 23. Физика элементарных частиц и космология. Г. Стейгман 492

I.	Введение	492
II.	Ранняя Вселенная как космический ускоритель	492
III.	Реликтовые нуклоны, барионная асимметрия и стабильность протона	496
IV.	Реликтовые нейтрино: много шума почти из ничего	497
V.	Экзотические реликтовые частицы	501
VI.	Резюме	502
	Литература	503

Книги и научные статьи Уильяма А. Фаулера 504

Ф. Хойл, Е. М. Бербидж,
Дж. Р. Бербидж и др.
ЯДЕРНАЯ АСТРОФИЗИКА

Под редакцией Ч. Барнса,
Д. Клейтона, Д. Шрамма

Ст. научный редактор М. Я. Рутковская
Художник В. Н. Копохов
Художественный редактор В. И. Шаповалов
Технический редактор А. Г. Резоухова
Корректор С. А. Денисова

ИБ № 5121

Сдано в набор 25.01.85.
Подписано к печати 3.12.85.
Формат 60 × 90^{1/16}.
Бумага офсетная № 1.
Печать офсетная. Гарнитура таймс.
Объем 16,25 бум. л. Усл. печ. л. 32,5.
Усл. кр.-отг. 65,25. Уч.-изд. л. 36,91. Изд. № 27/3632.
Тираж 1800 экз. Зак. 90. Цена 5 р. 90 к.

ИЗДАТЕЛЬСТВО «МИР»
129820, ГСП, Москва, И-110, 1-й Рижский пер. 2.

Можайский полиграфкомбинат Союзполиграфпрома
при Государственном комитете СССР по делам
издательств, полиграфии и книжной торговли.
г. Можайск, ул. Мира, 93.