

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК**НОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1967 ГОДА *)**

523.8+539.17

ИСТОЧНИКИ ЭНЕРГИИ ЗВЕЗД **)*Ганс А. Бете*

ИСТОРИЧЕСКОЕ ВВЕДЕНИЕ

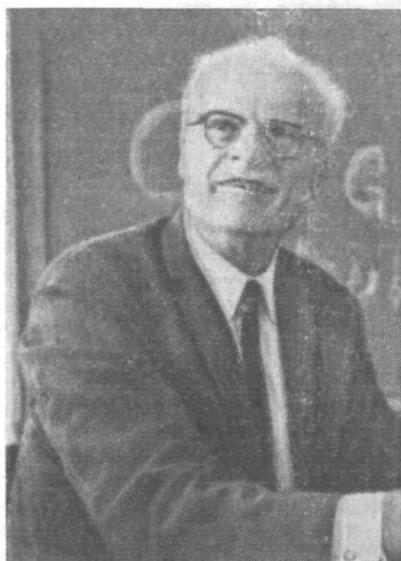
С незапамятных времен люди хотели знать, за счет чего поддерживается свечение Солнца. Первая попытка научного объяснения была предпринята Гельмгольцем около ста лет назад. Она была основана на использовании самых известных в то время сил — сил всемирного тяготения. Если один грамм вещества падает на поверхность Солнца, он приобретает потенциальную энергию

$$E_{\text{п}} = -\frac{GM}{R} = -1,91 \cdot 10^{15} \text{ эрг/г}, \quad (1)$$

где $M = 1,99 \cdot 10^{33}$ г — масса Солнца, $R = 6,96 \cdot 10^{10}$ см — его радиус, а $G = 6,67 \cdot 10^{-8}$ см³/г·см² — гравитационная постоянная. Такая же энергия высвобождалась, когда Солнце создавалось из межзвездного газа или пыли в далеком прошлом; фактически эта энергия была даже несколько больше, поскольку основная часть солнечного вещества расположена ближе к центру Солнца и поэтому обладает численно большей потенциальной энергией. Половина высвободившейся энергии перешла в кинетическую энергию, согласно хорошо известной теореме механики — теореме вириала. Это обстоятельство позволит нам позже оценить величину температуры Солнца. Оставшаяся половина потенциальной энергии высвечивается. Известно, что в настоящее время мощность излучения Солнца определяется величиной

$$\varepsilon = 1,96 \text{ эрг/г} \cdot \text{сек}. \quad (2)$$

Следовательно, если источником энергии является тяготение, запас



Ганс А. Бете.

*) Copyright © The Nobel Foundation 1968.

**) H. A. Bethe, Energy Production in Stars. Nobel Lecture, Stockholm, December 11, 1967. Preprint: Les Prix Nobel en 1967, 46 pp. Перевод В. А. Угарова.

гравитационной энергии может обеспечить излучение в течение 10^{15} сек., т. е. в период около тридцати миллионов лет.

Такой отрезок времени был очень большим для физика XIX в. и тем более для истории человечества, зафиксированной в каких-либо документах. Однако он не был необыкновенным для биологов этого века. Как раз в это время приобрела широкую известность теория эволюции Дарвина, и биологи указали Гельмгольцу на то, что эволюция потребовала бы большего периода времени, чем тридцать миллионов лет. Следовательно, говорили биологи, источник энергии Солнца, предложенный Гельмгольцем, был явно недостаточным. И биологи оказались правы.

В конце XIX в. Беккерель и Пьер и Мария Кюри открыли радиоактивность. За это им была присуждена одна из первых Нобелевских премий. Открытие радиоактивности позволило определить возраст Земли. Несколько позже удалось определить возраст метеоритов, по которому можно было судить о времени, когда в солнечной системе появилось вещество в твердой фазе. Из этих измерений можно было установить, что возраст Солнца, с точностью до 10 %, составляет 5 миллиардов лет. Таким образом, тяготение не может обеспечить нужный запас энергии на все это время.

Эддингтон в 1920 г. очень тщательно исследовал строение внутренних областей Солнца и других звезд и пытался найти источники звездной энергии. Его любимой гипотезой была гипотеза о полной аннигиляции вещества, в результате которой все ядра и электроны преобразуются в излучение. Энергия, высвобождаемая в результате такого процесса, если бы он мог осуществиться, определяется соотношением Эйнштейна, связывающим энергию и массу, и равна

$$E^2 = 9 \cdot 10^{20} \text{ эрг/г.} \quad (3)$$

Такого количества энергии хватило бы на 150 миллиардов лет. Однако никто до сих пор не наблюдал еще полной аннигиляции вещества. Из лабораторных исследований, проведенных на Земле, известно, что протоны и электроны не аннигилируют друг с другом и за 10^{30} лет. Трудно поверить, что будет иначе даже при температурах порядка десяти миллионов градусов, которые преобладают в звездах. Эддингтон прекрасно понимал это.

С начала 30-х годов стали склоняться к тому, что звездная энергия возникает в ходе ядерных реакций. Уже в 1929 г. Аткинсон и Хоутерман¹ пришли к заключению, что при высоких температурах, характерных для внутренних областей звезд, ядра, находящиеся в этих областях, могут проникать в другие ядра, вызывая тем самым ядерные реакции и высвобождая энергию. В 1933 г. начали работать ускорители элементарных частиц, на которых удалось наблюдать ядерные реакции такого типа. Эти реакции с большой степенью точности подчинялись теории проникновения заряженных частиц через потенциальные барьеры, разработанной Гамовым, Герни и Кондоном. В начале 1938 г. Гамов и Теллер² пересмотрели теорию Аткинсона и Хоутермана в той части, которая касалась скорости «термоядерных реакций», другими словами, ядерных реакций, идущих при высоких температурах. В это же самое время Вейцеккер³ высказал предположение о тех реакциях, которые на самом деле могут идти в звездах.

В апреле 1938 г. Гамов собрал в Вашингтоне небольшую конференцию физиков и астрофизиков. Эта конференция была организована отделом земного магнетизма института Карнеги. На этой конференции астрофизики рассказали нам, физикам, все, что они знали о внутреннем строении звезд. Это было не так уж мало, но все их результаты не требовали конкретных сведений об источнике энергии звезд. Единственное предположение, которое принимали астрофизики, состояло в том, что большая часть энергии появлялась «вблизи» центра звезды.

СВОЙСТВА ЗВЕЗД

Наиболее доступными для наблюдения свойствами звезд являются их полная светимость и поверхностная температура. В относительно небольшом числе случаев (для ближайших звезд) можно также определить массы звезд.

На рис. 1 воспроизведена широко известная диаграмма Герцшпрунга — Рассела. На ней отложена светимость звезд, отнесенная к светимости Солнца, в зависимости от поверхностной температуры. По обеим осям использована логарифмическая шкала. Бросается в глаза главная последовательность, начинающаяся в левом верхнем углу и идущая в правый нижний угол диаграммы, т. е. от горячих звезд с высокой светимостью к холодным и слабым звездам. Большинство звезд ложится на главную последовательность. В правом верхнем углу располагаются красные гиганты, холодные, но яркие звезды. Внизу оказались белые карлики — горячие, но слабые звезды. Нас будет интересовать в основном главная последовательность. После того как силы притяжения собрали разрозненное в пространстве вещество в звезду, образовавшаяся звезда проводит большую часть своей жизни на главной последовательности, затем эволюционирует в область красных гигантов и, наконец, по всей вероятности, оказывается в области белых карликов. На рисунке видно, что характерная температура белых карликов составляет около 10^4 °К.

На рис. 2 приведена зависимость светимости и радиуса звезд кривой, там, где масса звезд превосходит примерно 15 солнечных масс, значения масс определены довольно ненадежно. Тем не менее не вызывает сомнений, что светимость быстро возрастает по мере возрастания массы. Если масса возрастает в 10 раз, то светимость увеличивается примерно в 3000 раз. Это означает, что выход энергии на грамм вещества должен возрасти примерно в 300 раз.

Чтобы получить информацию о внутреннем строении звезд, астрофизики интегрируют два фундаментальных уравнения. Впервые это было сделано Эддингтоном, Чандрасекхаром и Стрёмгренем. Первое уравнение — это уравнение гидростатического равновесия

$$\frac{dP}{dr} = -GM(r) \frac{\rho(r)}{r^3}, \tag{4}$$

в котором приняты следующие обозначения: $P(r)$ — давление на расстоянии r от центра, $\rho(r)$ — плотность, а $M(r)$ — полная масса внутри сферы радиуса r . Второе уравнение — это уравнение переноса излучения

$$\frac{1}{\kappa \rho} \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{3} acT^4 \right) = - \frac{L(r)}{4\pi r^2}; \tag{5}$$

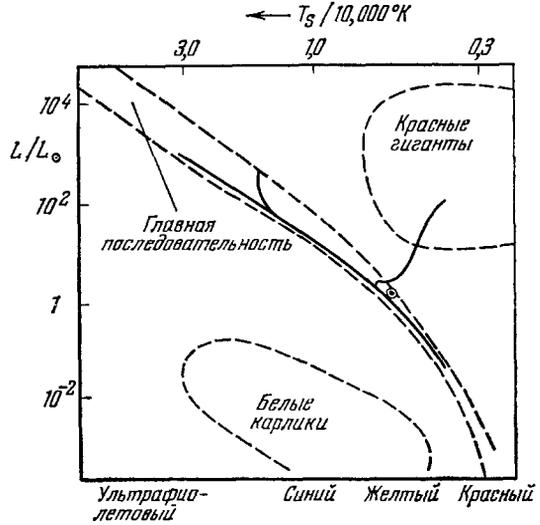


Рис. 1. Диаграмма Герцшпрунга — Рассела. Из статьи Э. Солпитера в «Apollo and Universe» (Science Foundation of Physics, University of Sydney, Australia, 1967).

здесь κ — прозрачность звездного материала для излучения черного тела при локальной температуре T , a — постоянная Стефана — Больцмана, а $L(r)$ — поток излучения на расстоянии r от центра. Значение L на поверхности звезды (т. е. $L(R)$) представляет собой светимость звезды. В звездах, которые мы будем рассматривать, газ подчиняется уравнению состояния

$$P = \frac{RT\rho}{\mu}, \quad (6)$$

где R — газовая постоянная, а μ — средний молекулярный вес звездного материала. Если X , Y , Z — соответственно плотности массы водорода, гелия и всех более тяжелых элементов и если все газы полностью ионизованы, то

$$\mu^{-1} = 2X + \frac{3}{4}Y + \frac{1}{2}Z. \quad (7)$$

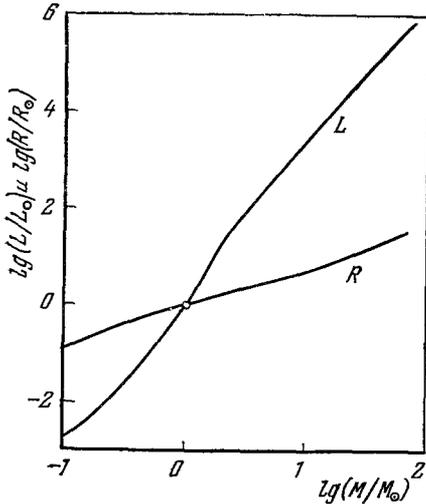


Рис. 2. Светимость и радиус звезд в зависимости от их массы.

Данные заимствованы из книги С. W. Allen'a «Astrophysical quantities» (Athlone Press, 1963), стр. 203. Кривая для $\lg(L/L_{\odot})$ справедлива для всех звезд, кривая для $\lg(R/R_{\odot})$ — только для звезд главной последовательности (символ \odot относится к Солнцу).

быть получена с помощью теоремы вириала, упомянутой в начале речи. Согласно этой теореме средняя тепловая энергия, отнесенная к единице массы звезды, равна половине средней потенциальной энергии. Отсюда можно получить оценку тепловой энергии, приходящейся на одну частицу в центре звезды в форме

$$kT_c = \frac{\alpha\mu GHM}{R}, \quad (9)$$

где H — масса атома водорода, а α — постоянная, величина которой зависит от выбора конкретной модели звезды, но в общем по порядку величины равная единице для звезд главной последовательности. Используя это значение и принимая во внимание (1), для температуры в центре Солнца получим

$$T_{6c} = 14, \quad (10)$$

где T_6 обозначает температуру в миллионах градусов (10^6). Этого же обозначения мы будем придерживаться и в дальнейшем. Более строгое интегрирование уравнения равновесия, осуществленное Демарком и Пёрси⁴,

дает

$$T_{bc} = 15,7, \quad \rho_c = 158 \text{ г/см}^3. \quad (11)$$

Эддингтон начал с предположения о том, что звезды содержат главным образом тяжелые элементы, начиная с углерода и далее. В этом случае $\mu = 2$ и температура в центре возрастает в 3 раза, достигая сорока миллионов градусов. Это значение противоречит уравнению переноса излучения (5), если использовать теоретическое значение для прозрачности. Стрёмгрен указал, что это противоречие может быть устранено, если предположить, что звезды состоят в основном из водорода: это предположение хорошо согласуется с звездными спектрами. В современных расчетах три величины X, Y, Z , указывающие химический состав звезды, принимаются за параметры, значения которых выбираются таким образом, чтобы удовлетворить всем уравнениям, определяющим равновесие звезды.

ТЕРМОЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ

Все ядра в нормальной звезде заряжены положительно. Для того чтобы начались реакции между ними, они должны проникать друг в друга. Квантовая механика учит, что при отсутствии резонанса сечение реакций имеет вид

$$\sigma(E) = \frac{S(E)}{E} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right), \quad (12)$$

где E — энергия относительного движения двух сталкивающихся частиц, $S(E)$ — коэффициент, характеризующий конкретную ядерную реакцию, а

$$E_G = 2M \left(\frac{\pi Z_0 Z_1 e^2}{h}\right)^2 = (2\pi Z_0 Z_1)^2 E_B. \quad (13)$$

В последней формуле M — приведенная масса обеих частиц, Z_0 и Z_1 — их заряды, а E_B — боровская энергия для массы M и заряда, равного единице. Выражение (13) можно переписать уже с численным коэффициентом:

$$E_G = 0,979W \text{ Мэв}, \quad (14)$$

где

$$W = AZ_0^2 Z_1^2, \quad (14a)$$

$$\mathfrak{f} = \frac{A_0 A_1}{A_0 + A_1}, \quad (14б)$$

причем A_0, A_1 — атомные веса двух сталкивающихся частиц. Для большинства ядерных реакций $S(E)$ лежит в пределах от 10 Мэв/барн до 1 кэв/барн.

Газ, расположенный на заданном расстоянии r в звезде, имеет определенную температуру, так что частицы подчиняются бальцовскому распределению по энергиям. Скорость ядерных реакций пропорциональна поэтому

$$\left(\frac{8}{\pi M}\right)^{1/2} (kT)^{-3/2} \int \sigma(E) E \exp\left(\frac{-E}{kT}\right) dE. \quad (15)$$

Более удобно ⁵ записать скорость убывания одного из реагирующих веществ так:

$$\frac{dX_0}{dt} = -[01] X_0 X_1, \quad (16)$$

где X_0 и X_1 — концентрации реагирующих веществ по массе, а

$$[01] = 7,8 \cdot 10^{11} \left(\frac{Z_0 Z_1}{A} \right)^{1/3} S_{\text{эфф}} \rho T_6^{-2/3} e^{-\tau}, \quad (17)$$

$$\tau = 42,487 \left(\frac{W}{T_6} \right)^{1/3}. \quad (17a)$$

Так как сечение реакции (12) быстро растет с ростом энергии, главный вклад в реакцию вносят частицы, обладающие энергией, во много раз превосходящей среднюю тепловую энергию. Фактически наиболее существенной является энергия

$$E_0 = \left(\frac{\tau}{3} \right) kT. \quad (18)$$

Для $T = 13$ (эта величина является средней для внутренней части Солнца) мы получим

$$\left. \begin{aligned} \frac{\tau}{3} &= 4,7 \text{ для реакции } \text{H} + \text{H}, \\ \frac{\tau}{3} &= 19 \quad \text{»} \quad \text{»} \quad \text{C} + \text{H}, \\ \frac{\tau}{3} &= 25 \quad \text{»} \quad \text{»} \quad \text{N} + \text{H}. \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

Нетрудно видеть из (17), что скорость реакции зависит от температуры по закону

$$\frac{d \ln [01]}{d \ln T} = \frac{\tau - 2}{3}. \quad (20)$$

ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ В ЗВЕЗДАХ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ

Очевидно, что при заданной температуре и при прочих равных условиях наиболее быстро пойдут те реакции, которые обладают наименьшим возможным значением W (14a). Это означает, что по крайней мере одним из взаимодействующих ядер должен быть протон: $A_0 = Z_0 = 1$. Поэтому следует обратить внимание на реакции, идущие с участием протонов.

Простейшей из всех возможных реакций будет реакция



где e^+ обозначает позитрон, ν — нейтрино.

Эта реакция была впервые указана Вейцеккером и рассматривалась Критчфилдом и Бете⁶. Реакция, безусловно, идет очень медленно, поскольку она включает в себя β -распад. Соответствующий ей характеристический фактор $S(E)$ оказывается равным

$$S(E) = 3,36 \cdot 10^{-25} \text{ Мэв} \cdot \text{барн}. \quad (22)$$

Этот результат получается чисто теоретически, с использованием известной константы связи для β -распада; считается, что значение этой величины определено с точностью до 5% или даже еще лучше. Нет никаких шансов наблюдать столь медленную реакцию на Земле, но на звездах время наблюдения практически неограниченно, а запас протонов высокой энергии весьма велик. Как мы вскоре убедимся, скорость, с которой выделяется энергия в этой простой реакции, очень хорошо соответствует наблюдаемому выделению энергии в Солнце. Дейтроны, образующиеся в реакции (21), быстро вступают в дальнейшие реакции, и конечным продуктом оказывается He^4 . Эти реакции мы рассмотрим подробнее несколько позже.

Протон-протонная реакция (21) дает правильную величину выделяемой на Солнце энергии, но относительно слабо зависит от температуры. Согласно (19) и (20) зависимость от температуры, грубо говоря, имеет

вид T^4 . Так как температура в центрах звезд меняется весьма незначительно при переходе от Солнца к более массивным звездам, выделение энергии в результате реакции (21) также меняется незначительно. Однако, как мы уже убедились с помощью рис. 2, наблюдаемое выделение энергии самым «драматическим» образом растет с возрастанием массы звезды. Таким образом, должны играть роль ядерные реакции, которые сильнее зависят от температуры, но эти реакции должны включать в себя уже более тяжелые ядра.

Вдохновленный обменом мнениями на Вашингтонской конференции 1938 г. и развивая ход мыслей, который только что был изложен, я занялся рассмотрением реакций между протонами и другими ядрами ⁷, поднимаясь все выше и выше по периодической системе. Реакции между H и He⁴ ни к чему не вели: нет устойчивого ядра с массой 5. Реакции H с Li, Be, B, а также с дейтронами при температурах, господствующих в центре Солнца, происходили чрезвычайно быстро, и столь быстрый темп реакции приводил к исчезновению этих ядер; партнер водорода по реакции очень быстро расходовался в таких процессах. Фактически именно по этой причине все перечисленные элементы от дейтерия до бора чрезвычайно редко встречаются на Земле и в звездах и поэтому не могут являться существенным источником энергии.

Следующий за ними в периодической системе элемент — углерод ведет себя совсем иначе. Прежде всего, это — довольно распространенный элемент, составляющий около одного процента массы любой вновь образующейся звезды. Во-вторых, в газе при звездных температурах он может участвовать в нижеследующем цикле реакций:



Реакции (а), (в) и (г) представляют собой радиационный захват: протон захватывается ядром и энергия испускается в виде γ -лучей, которые в свою очередь быстро передают свою энергию в тепловую энергию газа. Для реакций этого типа $S(E)$ порядка 1 *кэв·барн*. Реакции (б) и (д) — это просто спонтанный β -распад с временами полураспада 10 и 2 *мин* соответственно; такие времена пренебрежимо малы по сравнению с возрастом звезд. Реакция (е) — это ядерная реакция наиболее общего вида, когда в результате столкновения возникают два ядра; характеристический фактор $S(E)$ для этих реакций по порядку величины равен одному *Мэв·барн*.

Реакция (е) наиболее интересна во всей цепи превращений — она замыкает весь цикл; в ней снова воспроизводится ядро C^{12} , с которого начался цикл. Другими словами, углерод служит только катализатором; результатом реакции является комбинация четырех протонов и двух электронов ⁷, образующих ядро He⁴. В этом процессе испускаются два нейтрино, уносящих с собой энергию примерно 2 *Мэв*. Остающаяся энергия, около 25 *Мэв* на цикл, освобождается и поддерживает температуру Солнца неизменной.

Сделав разумные предположения о силе реакции $S(E)$ на основе общих принципов ядерной физики, я обнаружил в 1938 г., что углеродно-азотный цикл может обеспечить необходимое выделение энергии

на Солнце *). Так как в этот цикл входят ядра с относительно большими зарядами, цикл достаточно сильно зависит от температуры, как это и должно быть согласно (19). Реакция с участием N^{14} — самая медленная в цикле, и ее скорость определяет скорость выделения энергии; она зависит от температуры как T^{24} вблизи солнечной температуры. Этого вполне достаточно, чтобы объяснить большую скорость выделения энергии в массивных звездах **).

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Но чтобы поставить теорию на надежное основание, очень важно определить фактор силы реакции $S(E)$ для каждой реакции экспериментальным путем. Эта задача была осуществлена под руководством У. Фаулера⁹ (Калифорнийский технологический институт) в серии фундаментальных работ, появившихся на протяжении чуть ли не четверти века.

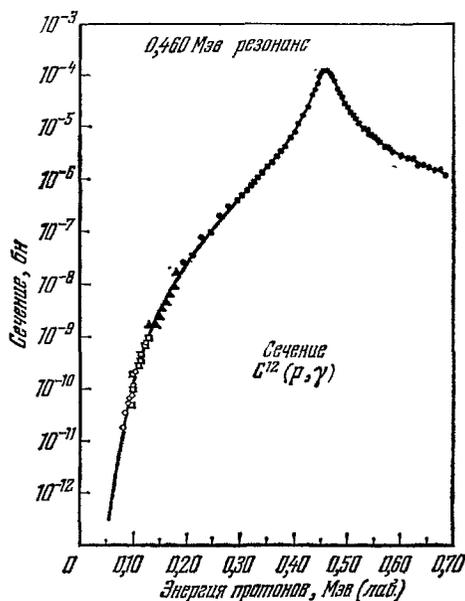


Рис. 3. Сечение реакции $C^{12} + H$ в зависимости от энергии протонов⁵.

Удалось не только наблюдать все реакции (23), для всех этих реакций был очень точно определен фактор $S(E)$.

Главное затруднение в этой работе было связано с резонансами, обычно проявляющимися в ядерных реакциях. На рис. 3 показано сечение реакции (23а) в зависимости от энергии протонов⁵. Измеренные сечения отличаются друг от друга на множитель, равный 10^7 , наименьшее сечение равно 10^{-11} барн = 10^{-25} см²; очевидно, что реакцию с таким сечением наблюдать очень трудно. Кривая на рис. 3 обнаруживает резонанс при 460 кэв (0,460 Мэв). Сплошной линией отмечена кривая, полученная по теории ядерных реакций, в которой учтено существование указанного резонанса. То, как ложатся экспериментальные точки на

теоретическую кривую, не может не произвести впечатление. Аналогичные результаты были получены и для других трех реакций захвата протонов, входящих в цикл (23).

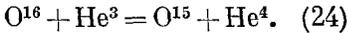
Рис. 3 позволяет нам достаточно уверенно экстраполировать измерения на низкие энергии. Как уже отмечалось в соотношении (18), наиболее существенный вклад в скорость реакции вносят энергии около $20 kT$. Для $T_6 = 13$ мы получим $kT = 1,1$ кэв; таким образом, нас интересуют сечения вблизи 20 кэв. Такая энергия слишком мала, чтобы можно было наблюдать сечение реакции в лаборатории; даже при 100 кэв сечение наблюдается с трудом. Таким образом, необходимо весьма обширное экстраполирование. Такое экстраполирование может быть произведено

*) Углеродно-азотный цикл был обнаружен независимо также Вейцзеккером⁸, который понял, что этот цикл расходует лишь самый распространенный элемент — водород. Однако Вейцзеккер не исследовал ни скорость выделения энергии, ни температурную зависимость реакции.

**) Электроны обычно аннигилируют с позитронами, образующимися в реакциях (б) и (д).

достаточно надежно при условии, что вблизи $E = 0$ резонансов нет. Отсюда ясно, что потребовалась грандиозная экспериментальная работа, связанная с поисками таких резонансов.

Конечно, резонансы существуют в составных ядрах (компаунд-ядрах), т. е. в ядрах, образованных сложением двух исходных реагирующих ядер. Чтобы найти резонансы вблизи порога реакций (23), необходимо получить то же самое составное ядро из других исходных ядер; например, в реакции между N^{14} и H образуется составное ядро O^{15} . Для исследования уровней этого ядра Хенсли¹⁰ в Калифорнийском технологическом институте воспользовался реакцией



Он действительно обнаружил резонанс 20 *кэв* ниже порога реакции $N^{14} + H$, который в принципе мог бы усилить реакцию (23д). Однако выяснилось, что состояние O^{15} обладает спином $J = 7/2$. Следовательно, несмотря на то, что N^{14} имеет $J = 1$, а спин протона равен $1/2$, необходим по крайней мере орбитальный момент $\lambda = 2$, чтобы добраться до этого резонансного состояния O^{15} . Сечение для такого большого орбитального момента уменьшается по крайней мере в 10^4 раз по сравнению с $\lambda = 0$, и этот близлежащий резонанс фактически меняет сечение реакции $N^{14} + H$ крайне незначительно. Это сечение может быть подсчитано теоретической экстраполяцией от области энергий протонов, где измерения еще возможны; то же самое справедливо и для остальных реакций цикла (23).

Это и была та основа, на которой Фаулер и другие рассчитали скорость реакций в (С, N)-цикле. Удобные таблицы были составлены Ривсом¹¹; его результаты приведены на рис. 4. На этом рисунке показано выделение энергии на грамм за секунду в зависимости от температуры. Предположено, что $X = 0,5, Z = 0,02$. Из рисунка видно, что при низких температурах доминирует реакция $H + H$, а при высоких температурах (С, N)-цикл; точка пересечения лежит при $T_6 = 13$; соответствующий этой точке выход энергии равен 7 *эрг/г·сек*. Среднее значение, взятое по всему Солнцу, очевидно меньше, и результат этот сопоставим со средним значением, равным 2 *эрг/г·сек*.

Таким образом, возникновение энергии в главной звездной последовательности можно считать в достаточной степени понятным.

Следует упомянуть еще одно обстоятельство. При высоких температурах, когда (С, N)-цикл играет главную роль, с заметной вероятностью происходит еще одна цепь реакций

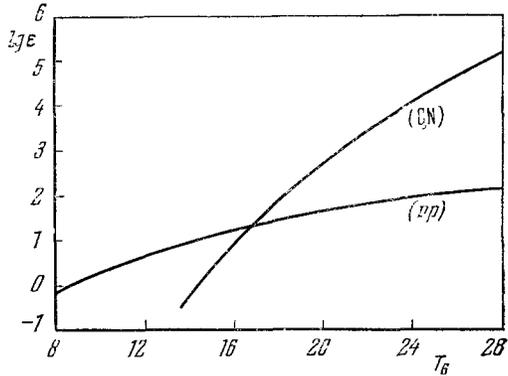


Рис. 4. Выход энергии (в *эрг/г·сек*) в зависимости от температуры (в миллионах градусов).

Кривые относятся к протон-протонной реакции (pp) и углеродно-азотному циклу (С, N). Предполагаются концентрации $X = Y = 0,5, Z = 0,02$. Использованы таблицы 8 и 9 работы Ривса¹¹.

Эта цепь не является замкнутой, однако она составляет часть (C, N)-цикла. Обычно обо всей совокупности реакций говорят как о (C, N, O)-цикле. Результативно влияние реакций (25) сведется к тому, что первоначально присутствующий элемент O^{16} будет вносить свой вклад в концентрацию исходных продуктов реакции и тем самым увеличит скорость реакции всего (C, N)-цикла. Это обстоятельство учтено при составлении рис. 5.

Когда в (C, N, O)-бицикле достигается равновесие, в конечном счете большинство ядер, участвующих в реакциях, окончат свои превращения на ядре N^{14} , потому что это ядро обладает значительно большим временем жизни относительно ядерных реакций. Но никакие данные наблюдений

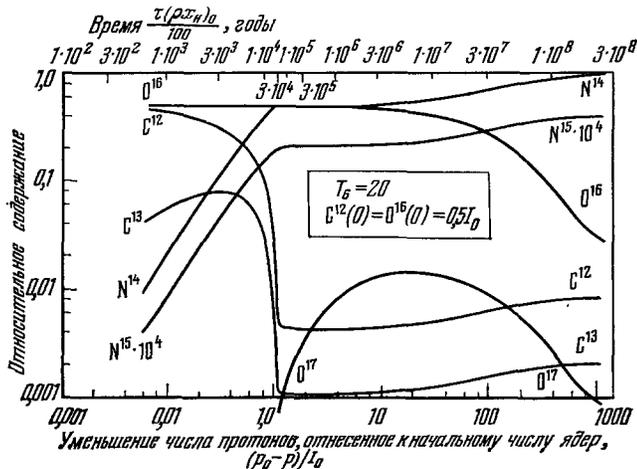


Рис. 5. Изменение со временем содержания различных элементов, участвующих в (C, N, O)-цикле.

Предполагается, что в начальный момент содержание C^{12} и O^{16} одинаково, а содержание N^{14} мало (по G. R. S a u g h l a n, *Astrophys. J.* (1967)).

не говорят об этом; фактически везде, где можно наблюдать распространённость элементов, C и O находятся по крайней мере в том же количестве, что и N. Не исключено, однако, что это обстоятельство связано с тем, что внутренняя часть звезд остается все время хорошо изолированной от их поверхности; перемешивание звездного вещества очень незначительно.

Астрофизики занимались выяснением условий, когда следует ожидать заметного перемешивания, и обнаружили, что распространённость элементов на поверхности звезд вполне соответствует этим условиям. В материале межзвездного пространства, из которого образуются звезды, с некоторыми основаниями можно ожидать избытка углерода и кислорода, тогда как азот встречается сравнительно редко. Об этом мы поговорим еще чуть позже.

ЗАВЕРШЕНИЕ ПРОТОН-ПРОТОННОЙ ЦЕПИ

За исходной реакцией (21) почти немедленно следует реакция



Судьба возникшего He^3 зависит от температуры газа. Ниже температуры около $T_6 = 15$ ядро He^3 может вступать в реакцию с таким же ядром по схеме



Эта реакция имеет ⁵ необыкновенно большой фактор $S(E) = 5 \text{ Мэв} \cdot \text{барн}$. При более высоких температурах нужно отдать предпочтение реакции



по сравнению с (27). Возникающий в реакции (28) Be^7 снова вступает в реакцию одним из двух способов:



При температурах около $T_6 = 20$ реакция (29б) начинает преобладать над реакцией (29а). За реакцией (29б) следует реакция (29в), в которой возникают нейтрино весьма высоких энергий. Дэвис ¹² в Брукхэйвене пытается обнаружить эти нейтрино.

ЭВОЛЮЦИЯ ЗВЕЗД

Звезды главной последовательности используют свой водород в основном в центральной части, где ядерные реакции происходят особенно быстро. Спустя некоторое время в центре звезды водорода уже больше не остается. У звезд, светимость которых превышает светимость Солнца вдвое, это происходит за промежуток времени, меньший 10^{10} лет; интервал 10^{10} лет — это примерно возраст Вселенной и вместе с тем возраст звезд в шаровых скоплениях. Мы остановимся теперь на том, что происходит со звездой после того, как она выжгла весь свой водород в центре. Конечно, в удаленных от центра областях водорода по-прежнему много.

Такая эволюция звезды впервые была рассчитана Шварцшильдом ¹³; впоследствии аналогичные расчеты производились многими. Мы воспользуемся расчетами, недавно произведенными Ибеном ¹⁴. Когда запас водорода истощается, в центре звезды уже не выделяется достаточного количества энергии, чтобы выдерживать давление внешних слоев звезды. Следовательно, силы тяготения будут вызывать в центральных областях коллапс. Следствием коллапса явится возникновение высоких температур и плотностей. Температура начнет расти также и на больших удалениях от центра, где еще есть запасы водорода; в этих областях начнется интенсивное выжигание водорода. Спустя относительно короткое время самую значительную часть энергии будет поставлять сферический слой водорода, расположенный на некотором удалении от центра. Этот слой будет постепенно двигаться к поверхности звезды и становиться с течением времени все тоньше и тоньше.

В то же самое время области звезды, находящиеся вне слоя, где происходит интенсивное горение, расширяются. Этот результат однозначно вытекает из многочисленных численных расчетов, предпринятых для выяснения вопроса. Физическая причина этого явления ясна не до конца. Одна из гипотез состоит в том, что расширение связано с разрывом значений среднего молекулярного веса: внутри слоя преобладает гелий ($\mu = 4/3$), а вне оболочки — водород ($\mu = 0,65$). Другое предположение состоит в том, что поток излучения затрудняется из-за малого радиуса источника энергии и что это обстоятельство компенсируется пониженной плотностью сразу за источником.

В результате упомянутого расширения звезда становится красным гигантом. И действительно, в шаровых скоплениях (которые, как я уже говорил, образованы очень старыми звездами) звезды с самой высокой светимостью — это красные гиганты. Во внешних частях этих звезд

перенос излучения уже не достаточен, чтобы обеспечить нужный поток энергии; вследствие этого возникает конвекция звездного материала. Эта конвекция может охватывать $\sim 80\%$ массы внешних слоев звезды; естественно,

она вызывает весьма тщательное перемешивание в зоне, охваченной конвекцией.

Ибен¹⁴ подробно занимался веским экспериментальным подтверждением такого конвекционного перемешивания. Звезда Капелла представляет собой двойную звезду; каждая ее компонента имеет массу, равную примерно трем массам Солнца; обе компоненты представляют собой красные гиганты. Несколько менее массивная звезда Капелла-F (это звезда спектрального класса F) обнаруживает заметные количества Li в своем спектре; но у несколько более массивной Капеллы-G оказывается лития по крайней мере в 100 раз меньше. Следует думать, что Капелла-G, обладающая большей массой, находится в

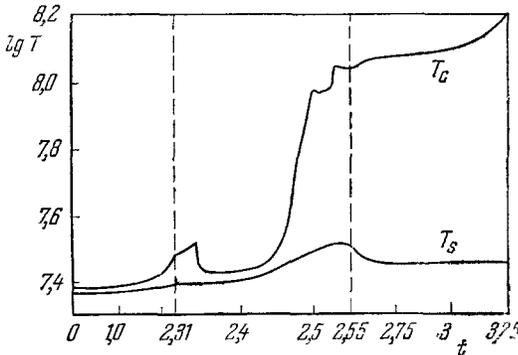


Рис. 6. Эволюция звезды, масса которой равна трем солнечным (согласно I. Iben, *Astrophys. J.* 142, 1447 (1965)).

По оси абсцисс отложено время в ед. 10^8 лет (обратите внимание на разрывы в шкале времени при $t = 2,31$ и $t = 2,55$). I. Ордината — температура в логарифмической шкале; T_c — температура в центре звезды; T_s — температура в центре области в средней точке, где генерируется энергия; эта область после $t = 2,48$ превращается в тонкий слой. T_c резко возрастает, T_s остается почти постоянной.

более поздней стадии эволюции. Ибен выдвинул соображения, что глубокая конвекция и заметное перемешивание, о которых мы только что говорили, должны появляться как раз между двумя фазами эволюции звезд, соответствующими спектральным классам F и G. За счет конвекции звездный материал внутренних областей звезды переносится к поверхности; этот материал должен быть очень горячим, и весь его литий должен быть выжжен. Перед тем как возникает глубокая конвекция (в звезде F), литий, находящийся на поверхности звезды, никогда не испытывал значительного нагрева и поэтому сохранился.

Используя расчеты Ибена, мы изобразили на рис. 6—9 изменения различных существенных характеристик для звезды с массой, равной трем солнечным массам, с течением времени. За единицу времени выбрано 10^8 лет. Поскольку темп изменения различных величин разный в различные промежутки времени, временная шкала дважды разорвана: при $t = 2,31$ и $t = 2,55$. Между этими моментами находится период времени, когда развивался источник энергии в слое.

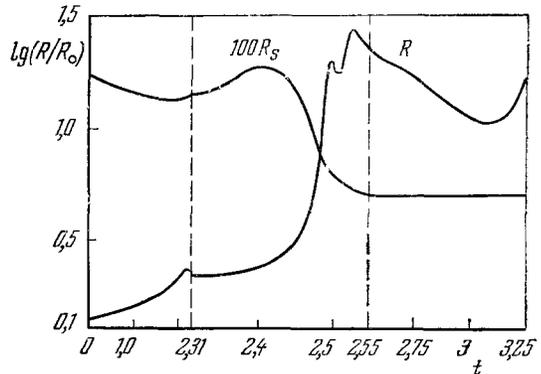


Рис. 7. Эволюция звезды (см. подпись к рис. 6). II. Радиус, выраженный в единицах солнечного радиуса, отложен в логарифмической шкале. R — полный радиус, $100R_s$ — умноженный на 100 радиус средней точки области, где генерируется энергия. R возрастает потрясающе быстро, R_s лишь несколько уменьшается.

В этот период времени температура в центре звезды растет очень быстро (рис. 6), начиная примерно от $T_6 = 25$ до $T_6 = 100$. В то же самое время радиус звезды возрастает приблизительно от двух солнечных радиусов до тридцати; впоследствии он снова начинает убывать примерно до 15 солнечных радиусов (рис. 7). Плотность в центре (рис. 8), начиная со значения 40, достигает за тот же самый период значения $5 \cdot 10^4$. Светимость (рис. 9) не меняется столь заметно, сохраняя все время значение между 100 и 300 светимостей Солнца.

Но когда внутренние и внешние области звезды обнаруживают столь заметные перемены, слой, в котором происходит фактически сгорание водорода, меняется очень мало. На рис. 9 приводятся значения величины m — той части массы звезды, которая входит в слой, где происходит горение. Даже на границе области, в которой производился расчет, при $t = 3,25$ значение m всего-навсего равно 2. Это значит, что лишь 20% водорода звезды выгорает в результате этого превращения звезды. На рис. 6 кривая T_6 показывает температуру в слое, где происходит выгорание: температура остается неизменной все время и равна примерно

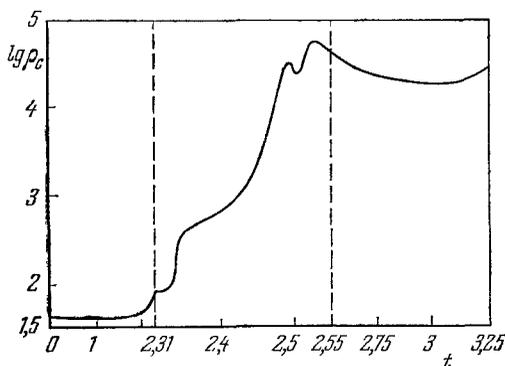


Рис. 8. Эволюция звезды (см. подпись к рис. 6) III. Плотность в центре звезды, отложенная в логарифмической шкале. Эта величина возрастает почти в 1000 раз.

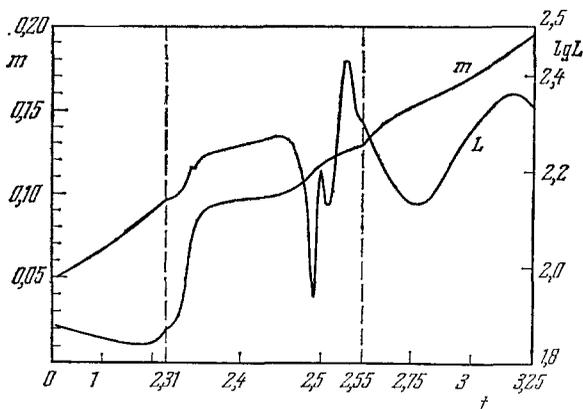


Рис. 9. Эволюция звезды (см. подпись к рис. 6).

IV. Кривая L — светимость, отнесенная к светимости Солнца, отложена в логарифмической шкале. Эта величина меняется не очень существенно в течение жизни звезды. Кривая m — та часть массы звезды, которая попадает в слой, где генерируется энергия. Эта величина отложена в линейной шкале. Величина m медленно растет с течением времени.

25 млн. градусов. На рис. 7 кривая $100R_s$ указывает радиус слоя, выраженный в единицах радиуса Солнца; в критический момент времени, когда происходит образование слоя, этот радиус убывает от 0,15 до 0,07. Несомненно, именно этот механизм позволяет слою сохранить такую же температуру, которая до образования слоя господствовала в центре звезды.

Между тем температура в центре звезды непрерывно возрастает. Когда она достигает значения около $T_6 = 100$, He^4 , который в избытке

имеется в центре, может уже вступать в ядерные реакции. Первая из них, которая начинается при самой низкой температуре (примерно $T_6 = 90$), следующая:



Когда идет эта реакция, температура в центре остается более или менее постоянной. Однако эта реакция вскоре прекращается из-за того, что количество N^{14} невелико (реакция заканчивается через $0,02 \cdot 10^8$ лет) и центр звезды сжимается еще больше.

Следующая реакция использует исключительно наличие He^4 :



Эту реакцию затрудняет то обстоятельство, что она требует одновременного соударения трех α -частиц. Такое событие было бы чрезвычайно маловероятным, если бы ему не содействовал двойной резонанс. Две α -частицы обладают почти в точности такой же энергией, что и нестабильное ядро Be^8 , и, кроме того, $\text{Be}^8 + \text{He}^4$ обладают почти такой же энергией, что и возбужденное состояние C^{12} . Реакцию (31), разумеется, нельзя наблюдать в лаборатории, но обнаружить два существенных для нее резонанса можно. На важность первого резонанса было обращено внимание Солпитером¹⁵, на значение второго — Хойлем¹⁶. Последние данные указывают, что реакция (31) требует температуры около $T_6 = 110$ при плотностях в центре, соответствующих $t = 2,5$, т. е. $\rho_c > 10^4$. Как только эта реакция вступает в игру, температура в центре больше никогда уже не поднимается заметным образом.

Реакция (31) наиболее важна для образования элементов. Первые исследователи^{3, 7} были весьма озадачены тем, как заполнить щель между He^4 и C^{12} . Два ядра, попадающих в эту щель с массой 5 и 8, полностью нестабильны; последнее из них в звездных условиях распадается за очень короткое время. Вместе с тем реакция (31) ведет к образованию стабильного C^{12} . Эти ядра могут уже захватить α -частицу:



температура, требуемая для осуществления этой реакции, примерно такая же, что и температура, при которой идет реакция (31). Происходит также захват α -частиц ядрами O^{16} , приводящий к образованию Ne^{20} . Следующий шаг $\text{Ne}^{20} \rightarrow \text{Mg}^{24}$ при этих температурах в заметных количествах не реализуется, однако гелий используется для образования C^{12} , O^{16} и в меньшей степени Ne^{20} .

Запасы гелия истощаются прежде всего в центре, а затем повторяется тот же самый процесс, который до этого происходил с водородом. Образуется слой сгорающего гелия меньшего радиуса, чем слой горящего водорода, но, разумеется, более высокой температуры. Центр звезды сжимается тяготением еще больше, и в нем развивается еще большая температура.

ОБРАЗОВАНИЕ И РАССЕЯНИЕ ЭЛЕМЕНТОВ

Дальнейшая эволюция массивной звезды не может быть указана столь же уверенно. Однако теория Хойла и его сотрудников¹⁷, по всей вероятности, правильна.

Центр звезды продолжает разогреваться до тех пор, пока вновь образовавшиеся ядра углерода не начнут вступать в реакцию друг с другом. Это произойдет, грубо говоря, при температуре 10^9 градусов. При этом будут образовываться ядра, подобные Mg^{24} или Si^{28} . Возможны также более сложные механизмы, в которых сначала происходит реакция захвата

с испусканием γ -лучей, а затем происходит захват γ -лучей другими ядрами с возникновением He^4 . Эти появившиеся ядра He^4 проникают уже в другие ядра и осуществляют построение всей цепи стабильных ядер вплоть до самого устойчивого — ядра Fe . Во всех этих процессах выделяется уже совсем немного энергии.

Центральная часть звезды сжимается все больше и больше и становится все горячее и горячее. При очень высоких температурах, порядка нескольких миллиардов градусов, тепловое равновесие уже не работает в пользу ядер с наибольшей энергией связи. Вместо этого возникают эндотермические реакции, разрушающие некоторые стабильные ядра, образовавшиеся к этому времени. В этих процессах могут высвобождаться α -частицы, протоны и даже нейтроны. Это обстоятельство позволяет возникнуть всем элементам периодической системы, расположенным в этой таблице за железом. Так как температуры, при которых происходят эти реакции, чрезвычайно высоки, все эти процессы, по-видимому, идут очень быстро, возможно, за тысячелетия.

На этой стадии ядерные процессы скорее поглощают, чем высвобождают энергию. Поэтому они уже не противостоят гравитационному сжатию, и сжатие продолжается без всякой задержки. Считается, что все это приводит к неустойчивости. Точно так же как первое сжатие при образовании слоистого источника энергии водорода заканчивалось взрывом внешней оболочки звезды, такое же внешнее расширение предполагается и в этом случае. Но шкалы времени стали уже короче и расширение может выглядеть как взрыв. Хойл с соавторами предполагает, что это и есть механизм образования сверхновых звезд.

При взрывах сверхновых звезд заметная доля материала звезды выбрасывается в межзвездное пространство. Это можно просто видеть, например, на photographиях Крабовидной туманности. Выброшенный материал содержит, вероятно, тяжелые элементы, которые образовались во внутренних областях массивной звезды. Таким образом, тяжелые элементы попадают в межзвездный газ и могут быть вновь собраны вместе при образовании новых звезд. Сейчас принято думать, что это и есть тот самый путь, которым звезды приобретают тяжелые элементы. Это означает, что большинство наблюдаемых нами в настоящее время звезд, в том числе и наше Солнце, входит в состав по крайней мере второго поколения звезд, которое вобрало в себя остатки звезд, существовавших ранее и испытавших на себе взрыв типа взрыва сверхновых.

Чтобы поставить это утверждение на надежный фундамент, следовало доказать, что тяжелые элементы не могут образовываться другими способами. Это действительно удалось показать Фаулеру¹⁸. Он рассмотрел поведение колоссального газового облака, возникшего в исходном «большом взрыве», и изменения этого облака с течением времени. Фаулер показал, что температуры и плотности меняются со временем так, что никакие тяжелые элементы, начиная с C , образовываться не могут. Единственный элемент, который может образоваться в большом взрыве, — это He^4 .

Если все то, о чем я говорил, верно, звезды обладают таким же циклом жизни, как и животные. Они рождаются, растут, совершают вполне определенное внутреннее развитие и, наконец, умирают. Когда они умирают, их материал пригоден для того, чтобы возникали и жили новые звезды.

Мне остается поблагодарить проф. Э. Солпитера за большую помощь при подготовке этой речи.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. d'E. Atkinson, F. G. Houtermans, *Zs. Phys.* **54**, 656 (1929).
 2. G. Gamov, E. Teller, *Phys. Rev.* **53**, 608 (1938).
 3. C. F. von Weizsäcker, *Phys. Zs.* **38**, 176 (1937).
 4. P. R. Demarque, J. R. Percy, *Astrophys. Rev.* **140**, 541 (1964).
 5. W. A. Fowler, G. R. Caughlan, B. A. Zimmerman, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.* (Palo Alto, Cal.) **5**, 525 (1967).
 6. H. A. Bethe, C. L. Critchfield, *Phys. Rev.* **54**, 248 (1938).
 7. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **55**, 436 (1939).
 8. C. F. von Weizsäcker, *Phys. Zs.* **39**, 633 (1938).
 9. W. A. Fowler, большое число статей в «Physical Review», «Astrophysical Journal» и другие публикации. Некоторые из этих работ обобщены в ⁵.
 10. D. C. Hensley, *Astrophys. J.* **147**, 818 (1967).
 11. H. Reeves, в сб. *Stellar Structure* (Stars and Stellar Systems, vol. 8), G. P. Kuiper, Editor, Univ. of Chicago Press, 1965, особенно табл. 8—9.
 12. R. Davis, Jr., *Phys. Rev. Lett.* **12**, 303 (1964).
 13. M. Schwarzschild, *Structure and Evolution of Stars*, Princeton Univ. Press, 1958 (см. перевод: М., ИЛ, 1962).
 14. I. Iben, Jr., *Astrophys. J.* **141**, 993; **142**, 1447 (1965); **143**, 483 (1966).
 15. E. E. Salpeter, *Phys. Rev.* **88**, 547 (1952).
 16. F. Hoyle, *Astrophys. J. Suppl.* **1**, 121 (1954).
 17. E. M. Burbidge, G. R. Burbidge, W. A. Fowler, F. Hoyle, *Rev. Mod. Phys.* **29**, 547 (1957).
 18. W. A. Fowler, *Intern. Assoc. of Geochemistry and Cosmochemistry, 1st Meeting, Paris, 1967.*
-