

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКНОБЕЛЕВСКИЕ ЛЕКЦИИ ПО ФИЗИКЕ 1983 ГОДА

524.3:541.136

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ И ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ ЯДЕРНАЯ  
АСТРОФИЗИКА, ПОИСКИ ПРОИСХОЖДЕНИЯ ЭЛЕМЕНТОВ\*)****У. А. Фаулер**

Ad astra per aspera et per ludum

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Мы живем на планете Земля, согреваемой лучами ближайшей звезды, которую мы называем Солнцем. Энергия солнечных лучей определяется реакциями синтеза, в которых ядра водорода превращаются в гелий глубоко внутри Солнца. Эддингтон указал на это в 1920 г., а Ханс Бете подробно исследовал ядерные процессы нуклеосинтеза в 1939 г., за что и получил Нобелевскую премию в 1967 г.

Вся жизнь на Земле, включая нашу собственную, зависит от солнечного света, а следовательно, и от ядерных реакций внутри Солнца. Но Солнце не создает химических элементов, из которых состоят Земля и наши тела. Два первых элемента и их стабильные изотопы (водород и гелий) возникли в первые минуты горячей и плотной стадии расширяющейся Вселенной, т. е. в так называемом «Большом взрыве». Небольшое количество лития, третьего элемента периодической таблицы, было создано во время «Большого взрыва», но остальной литий, а также весь бериллий, четвертый элемент, и бор, пятый элемент, по-видимому, возникли при расщеплении более тяжелых элементов космическими лучами в межзвездной среде. Эти элементы (в соответствии с таким объяснением их происхождения) встречаются очень редко, как показано в подробном обзоре Одуза и Ривса<sup>1</sup>.

Где же образовались более тяжелые элементы? Общепринятый ответ таков: все тяжелые элементы, начиная с углерода — шестого элемента, и кончая долгоживущим радиоактивным ураном — девяносто шестым элементом, возникли при ядерных реакциях внутри звезд нашей собственной Галактики. Звезды, которые мы в настоящее время видим в Млечном Пути, расположены в спиральных рукавах нашей Галактики. По-шведски Млечный Путь называется *Vinter Gatan*, что значит — Зимняя Улица. Невооруженным глазом мы видим только малую часть из ста миллиардов звезд в Галактике. Астрономы регистрируют почти весь спектр электромагнитного излучения

\*) Fowler W. A. *Experimental and Theoretical Nuclear Astrophysics; the Quest for the Origin of the Elements: Nobel Lecture. Stockholm, 8 December 1983.* — Перевод Н. А. Бобровой.

Уильям А. Фаулер работает в Радиационной лаборатории им. У. К. Каллогга, Калифорнийский университет в Пасадене, шт. Калифорния, США.

© The Nobel Foundation 1984.

© Перевод на русский язык, издательство «Наука». Главная редакция физико-математической литературы, «Успехи физических наук», 1985

и поэтому могут наблюдать значительно больше звезд в Галактике и даже отдельные звезды в других галактиках.

Звезды, в которых были синтезированы тяжелые элементы Солнечной системы, возникали или рождались, эволюционировали и старели и в конце концов выбрасывали золу своих ядерных костров в межзвездное пространство в течение всей жизни Галактики, до того как четыре с половиной миллиарда лет назад образовалась Солнечная система.

Время жизни Галактики, по-видимому, больше, чем 10 миллиардов лет, но меньше, чем 20 миллиардов. В любом случае Галактика намного старше

*При увеличении возраста звезд их состав меняется*

*Обмен веществом между звездами и межзвездной средой*

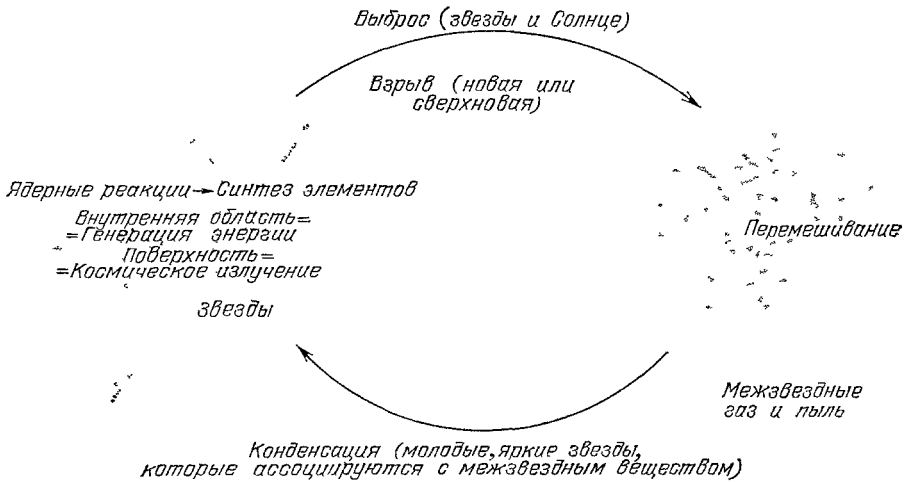


Рис. 1. Синтез элементов в звездах.

Солнечной системы. Выброс ядерного пепла или новых элементов происходит в результате медленной потери массы в старческом возрасте звезды, который называется стадией гиганта в звездной эволюции, или во время относительно частых вспышек, которые астрономы называют новыми звездами, или во время конечных эффектных звездных взрывов, называемых сверхновыми. Взрыв сверхновой можно считать смертью звезд, а белые карлики или нейтронные звезды, или черные дыры, которые остаются после взрыва, возможно, представляют собой своего рода звездные чистилища.

В любом случае Солнце, Земля и все другие планеты Солнечной системы образовались под действием сил гравитации и вращения из газовой прото-солнечной туманности в межзвездном пространстве, состоящей из водорода и гелия «Большого взрыва», смешанных с тяжелыми элементами, синтезированными предыдущими поколениями звезд Галактики. Все это показано на рис. 1.

Эта идея может быть обобщена на последующие поколения звезд в Галактике с тем результатом, что содержание тяжелых элементов в межзвездной среде и тех звездах, которые из нее образовались, растет со временем. В наиболее старых звездах в галактическом гало, т. е. в тех звездах, которые, как считается, образовались первыми, содержание тяжелых элементов составляет менее 1% их содержания в Солнечной системе. Доля наиболее старых звезд в галактическом диске составляет около 10%. Только наименее массивные среди звезд, образовавшихся первыми, смогли выжить до наших дней, — это так называемые звезды Населения II. Небольшое количество содержащихся в них тяжелых элементов могло образоваться в еще более

раннем, но более массивном поколении звезд Населения III, которые быстро исчерпали свое ядерное горючее и жили в течение очень короткого времени. Звезды, возникшие в диске Галактики за время ее существования, относятся к Населению I.

Мы называем образование элементов нуклеосинтезом в звездах. Его можно обобщить на другие галактики, такие, как наш близнец Туманность Андромеды. Следовательно, этот механизм можно назвать универсальным. Астрономические наблюдения других галактик внесли много нового в наше понимание нуклеосинтеза в звездах.

Мы называем ядерной астрофизикой раздел фундаментальной физической науки, занимающийся изучением выделения энергии и образования элементов в звездах. В отличие от реакторов и бомб — это благородное применение ядерной физики. Для физика-ядерщика такое сопоставление является парадоксальным как в личном, так и в профессиональном отношении. Тем не менее в одном я твердо уверен. Наука, которая объясняет возникновение солнечного света, не должна быть использована для создания пыльного облака, которое закроет нашу планету от лучей Солнца.

Так же как и во всей физике, поле деятельности специалистов в ядерной астрофизике включает в себя экспериментальные и теоретические исследования, и этим объясняется первая часть названия этой лекции. В этой лекции придается особое значение экспериментальным результатам ядерной физики и их интерпретации и почти полностью исключены теоретические аспекты. Не будет отдано должное наблюдательной деятельности астрономов и космохимиков, которая необходима для завершения цикла: эксперимент, теория, наблюдение. Также не будет отдано должное расчетам многих теоретиков-астрофизиков нуклеосинтеза элементов и их изотопов в астрофизических условиях в течение многих стадий звездной эволюции.

Меня более всего интересуют экспериментальные результаты, их анализ и правильное применение в теоретических моделях звезд. Поддержку себе я нахожу в словах Марка Твена, написанных сто девять лет назад:

«Все-таки в науке есть что-то захватывающее. Вложишь какое-то пустяковое количество фактов, а берешь колоссальный дивидент в виде умозаключений». («Жизнь на Миссисипи», 1874 \*). По-моему, слова Марка Твена являются вызовом экспериментаторам. Экспериментатор при его попытках раскрыть явление природы должен стараться устранить прилагательное «пустяковый».

Экспериментальные и теоретические исследования часто являются тяжелой работой. К счастью, эта работа вознаграждается удовольствием создавать физику и получением результатов, которые дают ощущение интеллектуального удовлетворения. По моему мнению, тяжелая работа, сопровождаемая интеллектуальным наслаждением, все-таки должна оцениваться выше, чем та непосредственная польза, которую получит общество в результате последующих технологических применений. Пожалуйста, поймите — я не умаляю этих применений, но я не могу не обращать внимания на тот факт, что они являются обоюдоострым мечом. Предмет моих исследований определился как результат упорного труда астрофизика-ядерщика, который в случае удачи приносил радость и удовольствие. Работа была тяжелой, но работать было увлекательно. Это объясняет выбор эпитафии к этой лекции: «Ad astra per aspera et per ludum», который в свободном переводе таков: «К звездам через упорный труд и удовольствие». Это находится в согласии с моей перефразировкой цитаты из Евангелия от Матфея: «Не работой единой жив человек».

Запомним это, давайте далее спросим, в чем же цели ядерной астрофизики? Во-первых, ядерная астрофизика пытается понять, в чем источник

---

\*) М а р к Т в е н. Собрание сочинений. — М.: Худож. лит-ра, 1960, т. 4, с. 352. (Прим. перев.)

энергии Солнца и других звезд на всех стадиях звездной эволюции. Выделение энергии в ядерных процессах требует превращения ядер в новые ядра с уменьшением общей массы вещества. Малое уменьшение массы умножается на квадрат скорости света, как учил нас Эйнштейн, и в результате освобождается достаточно большое количество энергии.

Таким образом, первая цель ядерной астрофизики тесно связана со второй — попытаться понять те ядерные процессы, в результате которых при различных астрофизических условиях получается наблюдаемая относительная распространенность элементов и их изотопов в природе. Отсюда следует

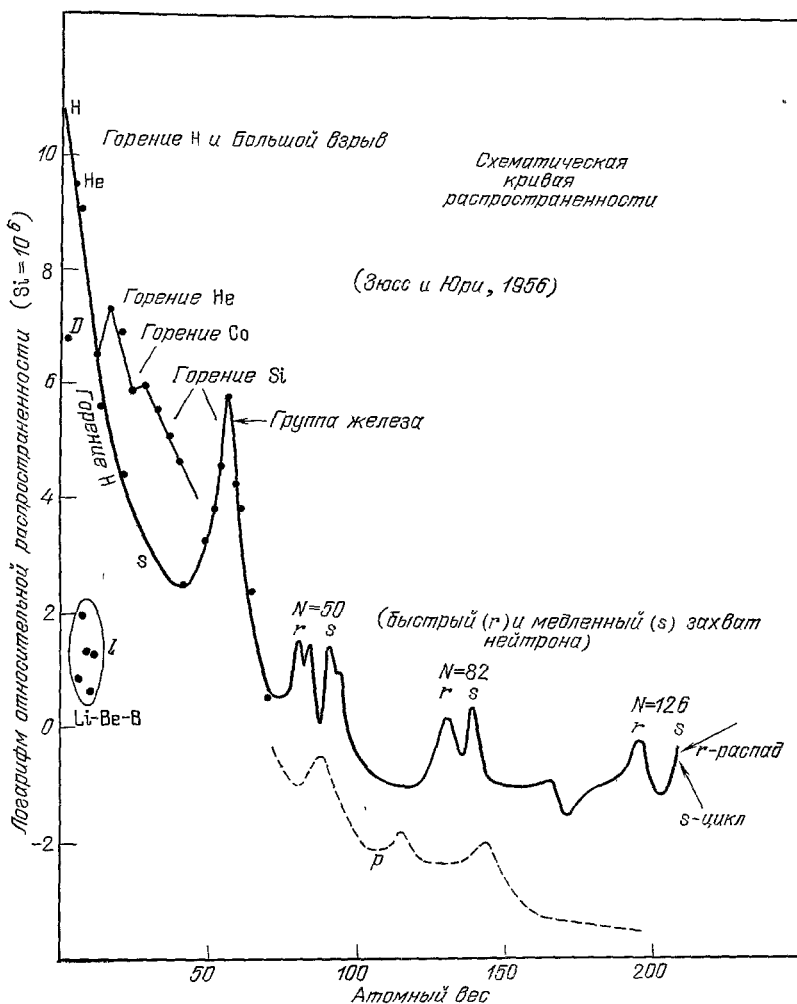


Рис. 2. Схематическая кривая распространенности нуклидов относительно  $Si=10^6$  в зависимости от атомного веса для Солнца и подобных звезд главной последовательности

вторая часть названия этой лекции. На рис. 2 схематически показана кривая распространенности элементов как функция атомного веса. Эта кривая была впервые построена Гансом Зюссом и Гарольдом Юри<sup>2</sup> на основании систематизации информации о распространенности элементов в метеоритах, на Солнце и звездах. Имеющиеся данные периодически дополнялись А. Г. У. Камероном<sup>3</sup>. Главный вклад в экспериментальные измерения скоростей ядерных реакций, необходимых для определения солнечной и звездных распространенностей, был сделан моим коллегой Уордом Уэйлингом<sup>4</sup>. Ссылки на

работы <sup>3, 4</sup> есть в книге «Очерки ядерной астрофизики», в которой дается обзор состояния проблемы на 1982 г. По словам американского неувядаемого бейсболиста Кэйзи Стингла: «Вы всегда можете просмотреть ее».

Кривую на рис. 2 часто называют «универсальной» или «космической», но в действительности она в первую очередь представляет относительную распространенность атомов в Солнечной системе и в звездах главной последовательности, близких к Солнцу по массе и возрасту. Сейчас все же больше принято называть эту кривую «солнечной». Тщательный разбор тех сложных и красивых исследований в области астрономии и космохимии, которые позволили построить эту кривую, лежит вне предмета моей лекции. Можно лишь объяснить, как эта кривая служит цели. Впоследствии будет отмечено, что вычисления распространенностей, получающихся в космических условиях при различных предположениях о состояниях звезд, почти всегда представляются в виде отношений к «солнечным» распространенностям.

## 2. РАННИЕ ИССЛЕДОВАНИЯ СИНТЕЗА ЭЛЕМЕНТОВ

Георгий Гамов с сотрудниками З. А. Альфером и Р. К. Германом <sup>5</sup> пробовали описать синтез всех элементов во время Большого взрыва, используя неравновесную теорию захвата нейтрона ( $n$ ) с испусканием  $\gamma$ -излучения и электронный ( $e$ )  $\beta$ -распад последующих более тяжелых ядер. Синтез происходит последовательными шагами. На каждом шаге масса увеличивается на 1, поскольку масса нейтронов равна 1 в соответствующей шкале единиц. Как они подчеркивали, эта теория встречается с серьезными трудностями, когда масса превышает 4 ( ${}^4\text{He}$ ), так как не существует стабильных ядер с массами 5 и 8. Энрико Ферми и Антони Туркевич доблестно, но безуспешно пытались преодолеть эти «щели масс» и разрешили опубликовать результаты своей работы Альферу и Герману. Через 17 лет Вагонер, Фаулер и Хойл <sup>6</sup>, вооруженные данными о ядерных реакциях, накопленными за прошедшие годы, смогли получить только  ${}^7\text{Li}$ , доля массы которого для приемлемых моделей Вселенной составила самое большее  $10^{-8}$  от массы водорода и гелия. На долю всех остальных тяжелых элементов приходилось менее  $10^{-11}$  по массе. Вагонеру, Фаулеру и Хойлу удалось получить  ${}^2\text{D}$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  ${}^4\text{He}$  и  ${}^7\text{Li}$  в количестве, находящемся в разумном согласии с существовавшими тогда наблюдениями. Более поздние наблюдения и вычисления часто используются для наложения ограничений на модели расширяющейся Вселенной и в общем указывают на предпочтительность открытых моделей, в которых расширение продолжается бесконечно долго.

В Радиационной лаборатории У. К. Кэллогга впервые начали заниматься, хотя и непреднамеренно, астрофизикой и космологией в связи с «щелями масс». Прежде чем продолжать наше изложение физики, сейчас самое время кратко рассказать о возникновении Радиационной лаборатории Кэллогга, где я проработал 50 лет. Лаборатория была задумана и создана под руководством Чарльза Кристиана Лауритсена в 1930—1931 гг. Роберт Эндрюс Милликен, глава Калтеха, получил необходимые средства от Уилла Кейта Кэллогга, американского «короля кукурузных хлопьев». Лаборатория была построена для изучения физики МэВ-ных рентгеновских лучей и для использования этих лучей в лечении рака. В 1932 г. Кокрофт и Уолтон обнаружили, что ядра могут расщепляться протонами ( $p$ ), ядрами легкого атома водорода  ${}^1\text{H}$ , ускоренными до энергий порядка 1 МэВ. Лауритсен сейчас же переделал одну из рентгеновских трубок в ускоритель положительных ионов (рентгеновские трубки питались от трансформаторов переменного тока) и начал исследования в области ядерной физики. Роберт Опенгеймер и Ричард Толмен способствовали убеждению Милликена в том, что Лауритсен находится на правильном пути. Опенгеймер в первые решающие годы играл активную роль в теоретической интерпретации экспериментальных результатов, полученных в лаборатории Кэллогга.

Лауритсен был руководителем моей диссертационной работы. Начиная с 1933—1936 гг., я работал в близком контакте с ним до его смерти. Это он научил меня тому, что физика — это и тяжелая работа, и удовольствие. По национальности он был датчанином. Он был такой же превосходный скрипач, как и физик, архитектор и инженер. Он любил произведения Карла-Михаэля Беллмана, известного шведского поэта и композитора XVIII века, играл и пел их своим студентам. Хорошо известно, что многие произведения Беллмана были застольными песнями. Тем интереснее!

Сейчас мы должны возвратиться к тому времени, когда Радиационная лаборатория Кэллогга включилась в исследование проблемы «щели» при

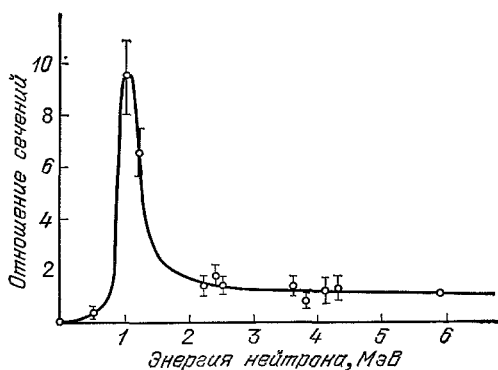


Рис. 3. Зависимость отношения сечений рассеяния назад гелия и водорода от энергии падающего нейтрона в МэВ в лабораторной системе

массе 5. В 1939 г. в лаборатории Кэллогга Ганс Штауб и Уильям Стеффенс обнаружили <sup>7</sup> резонансное рассеяние нейтронов на ядрах гелия <sup>4</sup>He, как показано на рис. 3. Орбитальный угловой момент нейтрона был равен 1 в единицах  $\hbar$  (р-волна), а его энергия немного меньше 1 МэВ. Это подтверждало предыдущие расчеты Уильямса, Шепхерда и Хаксби <sup>8</sup> и показывало, что основное состояние <sup>5</sup>He нестабильно. <sup>5</sup>He распадается с той же скоростью, что и возникает! То же самое оказалось верным, как было показано позже, для изотопа лития <sup>6</sup>Li, другого кандидата на ядро с массой 5. Согласно принципу Паули для фермионов, третий нейтрон в <sup>5</sup>He должен иметь по край-

ней мере единичный угловой момент, а не нулевой, как у первых двух нейтронов с антипараллельными спинами. В терминах классической физики это значит, что сила ядерного притяжения не может быть скомпенсирована центробежной силой. Позже в Радиационной лаборатории Кэллогга Толлебран, Фаулер и Лауритсен <sup>9</sup> подтвердили с большой точностью результат Хеммендингера <sup>10</sup> о том, что основное состояние <sup>8</sup>Be нестабильно. Они нашли <sup>9</sup>, что энергия распада <sup>8</sup>Be равна  $89 \pm 5$  кэВ (ср. с принятым в настоящее время значением этой энергии  $91,89 \pm 0,05$  кэВ!). Принцип Паули работает и в случае нестабильности <sup>8</sup>Be. С той же скоростью, с какой возникает <sup>8</sup>Be, он распадается на два ядра <sup>4</sup>He. Последние могут быть бозонами, но состоят они из фермионов. Наличие «щелей масс» при 5 и 8 влекло за собой крушение надежд Гамова на то, что все атомные ядра можно получить во время Большого взрыва, путем последовательного увеличения атомной массы на 1.

Окончательный переход Радиационной лаборатории Кэллогга к проблемам ядерной астрофизики произошел приблизительно в 1939 г., когда Бете <sup>11</sup> ввел CN-цикл, как один из путей превращения водорода в гелий в звездах (так как оказалось, что и кислород участвует в этом цикле, сейчас он называется CNO-циклом).

Чарльз Лауритсен, его сын Томас и я измеряли сечения взаимодействия протонов с изотопами углерода и азота, которые участвуют в CN-цикле. Статья Бете <sup>11</sup> показала нам, что мы в лаборатории изучали процессы, которые происходят в Солнце и других звездах. Это произвело на нас сильное впечатление. Вторая мировая война прервала исследования, но в 1946 г. с возвращением лаборатории к экспериментальным исследованиям в области ядерной физики Лауритсен решил продолжить исследования в области ядерной физики низких энергий с упором на изучение ядерных реакций, происходящих в звездах. В этом он был поддержан Айром Боуеном, про-

фессором физики в Калтехе, который в то время был назначен директором обсерватории Маунт-Вилсон, Дю Бриджем, новым президентом Калтеха, Карлом Андерсоном, Нобелевским лауреатом 1936 г., и Джесси Гринстейном, только что назначенным в Калтех для того, чтобы начать развивать там исследования в области астрономии. В лаборатории Кэллогга Лауритсен не последовал модному стремлению ко все более и более высоким энергиям, тому процессу, который продолжается и сейчас. Но он поддержал Роберта Бачера и других, которые начали исследования в области высоких энергий в Калтехе.

Хотя Бете в 1939 г. (а другие даже раньше) уже обсуждал<sup>11</sup>, что источником энергии звезд являются ядерные процессы, величественную концепцию нуклеосинтеза в звездах впервые высказал Фред Хойл<sup>12</sup>. В двух классических статьях основные положения этой концепции были представлены в рамках теории строения и эволюции звезд с использованием известных тогда ядерных данных.

Опять лаборатория Кэллогга сыграла свою роль. Перед опубликованием второй статьи Хойл был озадачен малой скоростью образования ядер  $^{12}\text{C}$  в реакции синтеза ( $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ ) трех  $\alpha$ -частиц или ядер  $^4\text{He}$  в звездах, находящихся на стадии красных гигантов. Хойл был озадачен, потому что его собственная работа совместно со Шварцшильдом<sup>13</sup> и предыдущая работа Сэндейджа и Шварцшильда<sup>14</sup> убедили его в том, что горение гелия в результате реакции  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  должно начинаться в красных гигантах скорее при  $10^8$  К, а не при  $2 \cdot 10^8$  К, как следовало из вычислений скоростей реакций Солпитером<sup>15</sup>. Солпитер выполнил свои вычисления летом 1951 г., когда посетил Лабораторию Кэллогга. Он использовал полученную в лаборатории Кэллогга<sup>9</sup> разность энергий  $^8\text{Be}$  и двух ядер  $^4\text{He}$ , чтобы определить резонансную скорость процесса ( $2\alpha \leftrightarrow ^8\text{Be}$ ), который учитывает и образование, и распад  $^8\text{Be}$ .

Однако при вычислении следующего шага,  $^8\text{B} + \alpha \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ , Солпитер рассматривал слияние ядер с испусканием  $\gamma$ -кванта как нерезонансное.

Хойл понял, что этот шаг будет ускорен на много порядков по величине, причем уменьшится температура начала реакций, если существует возбужденное состояние  $^{12}\text{C}$  с энергией, превышающей энергию  $^8\text{Be} + \alpha$  в состоянии покоя на 0,3 МэВ и с угловым моментом и четностью ( $0^+$ ,  $1^-$ ,  $2^+$ ,  $3^-$ , . . .), которые диктуются правилами отбора для этих величин. Хойл пришел в Лабораторию Кэллогга в начале 1953 г. и спросил окружающих его физиков о возможности существования предположенного возбужденного состояния. Короче говоря, Уорд Уэйлинг, его приглашенные сотрудники и студенты-дипломники<sup>16</sup> решили найти это состояние, используя  $^{14}\text{N}(d, \alpha)^{12}\text{C}$ -реакцию.

Они нашли, что это состояние расположено почти точно там, где предсказывал Хойл. Сейчас известно возбужденное состояние  $^{12}\text{C}$  с энергией 7,654 МэВ, которое на 0,2875 МэВ превышает  $^8\text{Be} + \alpha$  и на 0,3794 МэВ энергию трех  $\alpha$ -частиц. Кук, Фаулер, К. Лауритсен и Т. Лауритсен<sup>17</sup> затем обнаружили это состояние при распаде радиоактивного изотопа  $^{12}\text{B}$  и показали, что оно распадается в свою очередь на три  $\alpha$ -частицы и, следовательно, должно образовываться из трех  $\alpha$ -частиц. Они доказали, что спин и четность этого состояния  $0^+$ , как и должно быть.

Реакция слияния  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  в красных гигантах решает проблему «щели масс» при 5 и 8. Этот процесс не мог происходить в условиях Большого взрыва. После того как в ранней расширяющейся Вселенной образовался гелий  $^4\text{He}$ , плотность и температура были слишком низки, чтобы он мог перейти в углерод. В красных гигантах после того, как водород превратился в гелий во время стадии главной последовательности, гравитационное сжатие гелиевого ядра повышает плотность и температуру до величин, при которых начинается горение гелия. Хойл и Уэйлинг показали, что условия в красных гигантах именно такие.

Термин «процесс горения» употребляется в отношении ядерного горения в том же смысле, что и в отношении химического горения. Горение гелия в красных гигантах следует за горением водорода в звездах главной последовательности и в свою очередь сменяется горением углерода, неона, кислорода и кремния, достигает элементов, расположенных в периодической таблице вблизи железа — перед и за ним. Используя эти ядра промежуточных масс как материал, последующие процессы, похожие на процессы, которые изучал Гамов, включающие медленный захват нейтрона (s-процесс) или быстрый захват (r-процесс), продолжали синтез за  $^{209}\text{Bi}$ , последнее стабильное ядро, через короткоживущие радиоактивные ядра до долгоживущих  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , первых членов природных радиоактивных рядов. Для последнего требуется r-процесс, в котором действительно возникают радиоактивные ядра с массой больше 238. Они распадаются до  $^{232}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$  настолько быстро, что процесс останавливается.

Необходимость двух процессов захвата нейтронов была впервые осознана Зюссом и Юри<sup>2</sup>. С помощью искусственного использования относительных распространенностей изотопов элементов с несколькими стабильными изотопами они продемонстрировали существование двойного (r и s) пика на рис. 2. Сразу же стало ясно, что эти пики связаны с заполнением оболочек с магическими числами нейтронов  $N = 50, 82$  и  $126$  в оболочечной модели ядра Ганса Йенсена и Марии Гепперт-Майер, которые получили Нобелевскую премию по физике за 12 лет до этого.

Участвующие в s-процессах ядра с заполненными оболочками имеют малые сечения захвата нейтронов и, следовательно, большую распространенность, чтобы поддерживать течение s-процесса. В r-процессе образуются обогащенные нейтронами радиоактивные ядра, служащие исходными частицами для стабильных ядер, образующихся в конечном счете.

Малые сечения захвата и низкие скорости  $\beta$ -распада ядер с заполненными оболочками приводят к большой распространенности, но в результате последующего радиоактивного распада эти большие значения распространенности появляются при меньших массовых числах, чем для s-процесса, поскольку число протонов  $Z$  меньше и, следовательно,  $A = N + Z$  меньше.

В классических статьях Хойла нуклеосинтез в звездах до элементов группы железа осуществляется в реакциях заряженных частиц. Быстро растущие кулоновские барьеры заряженных частиц препятствовали дальнейшему синтезу. Зюс и Юри осуществили прорыв, позволивший продолжить нуклеосинтез в звездах до  $^{238}\text{U}$  с помощью нейтронов, для которых кулоновский барьер не является препятствием.

Законченная картина последовательности реакций синтеза элементов в звездах была дана в статье Бербидж, Бербиджа, Фаулера и Хойла<sup>18</sup>, которую обычно цитируют как Б<sup>2</sup>ФХ, а также независимо развита Камероном<sup>19</sup>. Существенный вклад в астрономические аспекты проблемы был сделан Джесси Гринстейном<sup>20</sup>, а также многими другими астрономами-наблюдателями. С тех пор ядерная астрофизика стала вполне оперившейся научной дисциплиной, включающей захватывающие открытия изотопных аномалий в метеоритах, сделанные моими коллегами Геральдом Вассербургом, Дмитрием Папанастасио, Самуилом Эпштейном и многими другими космохимиками.

В дальнейшем я дам обзор некоторых из множеств экспериментальных и теоретических исследований, проводящихся в настоящее время, или выполненных в последние несколько лет. В нем будет выделена научная деятельность Лаборатории Кэллогга, так как она мне более знакома и представляет для меня наибольший интерес. Однако приводятся обильные ссылки на работы других лабораторий и институтов в надежде на то, что читатель получит широкий обзор современного состояния экспериментальных и теоретических исследований в области ядерной астрофизики.



Здесь не удастся подробно обсудить синтез всех элементов и их изотопов, поскольку для заданного вида атомных ядер это потребовало бы обсуждения всех реакций, в которых ядро рождается и в которых оно разрушается. Читатель найдет лишь некоторые детали для ядер  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$  и  $^{55}\text{Mn}$ .

Будет отмечено, что измеренные сечения реакций обычно очень малы при низких энергиях. Так, сечение реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  даже меньше 1 нбн ( $10^{-33}$  см<sup>2</sup>) при энергии около 1,4 МэВ. Это значит, что для экспериментальной ядерной астрофизики необходимы ускорители с большими токами хорошо сфокусированных моноэнергетичных ионных пучков, тонкие мишени высокой чистоты и устойчивости, высокочувствительные детекторы с хорошей разрешающей способностью и экспериментаторы с огромным терпением для длительных экспериментов и настойчивостью в накоплении статистически значимой информации. Классические резерфордовские измерения ядерных сечений необходимы в экспериментальной ядерной астрофизике, а их результаты, в свою очередь, важны для понимания физики ядра.

Здесь необходимо обратить внимание на способ записи ядерных реакций. В реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , обсуждавшейся в предыдущем разделе,  $^{12}\text{C}$  — ядро-мишень,  $\alpha$  — налетающее ядро ( $^4\text{He}$ ), ускоренное в лаборатории,  $\gamma$  — квант, образующийся и регистрируемый в лаборатории, а  $^{16}\text{O}$  — ядро-продукт, которое тоже можно обнаружить, если это необходимо. Если ускоряется  $^{12}\text{C}$ , а мишенью является газ  $^4\text{He}$ , и детектируется  $^{16}\text{O}$ , а не  $\gamma$ -излучение, то реакция записывается в следующем виде:  $^4\text{He}(^{12}\text{C}, ^{16}\text{O})\gamma$ . В звездах нет такого широкого набора вариантов. В звездах все частицы движутся, и поэтому скорости реакций в них определяются в системе центра масс (ЦМ). В реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, n)^{15}\text{O}(e^+\nu)^{15}\text{N}$  обозначения таковы:  $n$  — нейтрон, быстро возникающий и измеряемый, а  $e^+$  — позитрон, возникающий с задержкой при  $\beta$ -распаде, который тоже можно обнаружить.

Отступая несколько от темы, я рад напомнить, что я первым рассказывал в Королевской Шведской академии наук о ядерных реакциях в звездах 26 января 1955 г. Это было не так давно, и некоторые из тех, кто сейчас находится в этой аудитории, слышали этот рассказ!

### 3. СКОРОСТИ РЕАКЦИЙ В ЗВЕЗДАХ, ВЫЧИСЛЕННЫЕ НА ОСНОВАНИИ СЕЧЕНИЙ, ИЗМЕРЕННЫХ В ЛАБОРАТОРИИ

Скорости термоядерных реакций в звездах обычно даются выражением  $N_A \langle \sigma v \rangle$  реакций в секунду в (моль · см<sup>3</sup>), где  $N_A = 6,022 \cdot 10^{23}$  моль<sup>-1</sup> — число Авогадро,  $\langle \sigma v \rangle$  — зависящее от температуры, усредненное по максвелловскому распределению произведение сечения реакции  $\sigma$  в см<sup>2</sup> на относительную скорость взаимодействующих частиц  $v$  в см · с<sup>-1</sup>. Для того чтобы получить скорости реакций в единицах числа реакций в 1 с в 1 см<sup>3</sup> надо умножить  $\langle \sigma v \rangle$  на произведение плотностей двух типов взаимодействующих частиц в 1 см<sup>3</sup>.  $N_A$  вводится, чтобы можно было использовать концентрацию по массе, как это более подробно объяснено в статье Фаулера, Колан и Циммерман<sup>21</sup>. Эти авторы также описывают процедуру вычисления скорости реакций, в которых участвует более двух сортов частиц, и дают аналитические выражения для скоростей реакций, в которых в основном взаимодействуют  $\gamma$ ,  $e$ ,  $n$ ,  $p$  и  $\alpha$  с ядром, массовое число которого  $A \leq 30$ . При этом учитывается, что  $\gamma$  подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна, но не учитывается, что вырожденные  $e$ ,  $n$  и  $p$  подчиняются статистике Ферми — Дирака, а  $\alpha$  — статистике Бозе — Эйнштейна. Приведены коэффициенты для вычисления скоростей обратных реакций.

Ранние работы, посвященные вычислению скоростей реакций в звездах по экспериментальным значениям сечений, были рассмотрены в Нобелевской лекции Бете<sup>11</sup>. Фаулер, Колан и Циммерман<sup>21</sup> детально разработали численные и аналитические методы вычисления скоростей реакций в звездах по экспериментальным значениям сечений. В первую очередь необходимо

описать резкие изменения ядерных сечений при низких энергиях, что существенно в астрофизических условиях. Для реакций с участием нейтронов это достигается определением астрофизического множителя  $S$ , в виде произведения сечения ( $\sigma$ ) на относительную скорость ( $v$ ). Множитель  $S$  вводится для того, чтобы исключить известную особенность ( $\sigma \sim v^{-1}$ ) в сечении при малых скоростях и низких энергиях.

Для реакций с участием заряженных частиц, таких как протоны,  $\alpha$ -частицы или более тяжелые ядра  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ , . . . , необходимо принимать во внимание, что в астрофизических условиях энергии реакций на много порядков по величине меньше, чем наиболее низкие энергии в лабораторном эксперименте. Метод, который для этого используется, был впервые предложен Солпитером <sup>22</sup>. Особое значение этому методу придавалось в Нобелевской лекции Бете. В табл. I показано, как можно определить достаточно медленно

Таблица I

Определение астрофизического множителя  $S$  (Бете, 1967) как функции энергии реакции  $E$

$$\sigma(E) = \pi \lambda^2 \times P \times \text{вероятность ядерного взаимодействия,}$$

$$\pi \lambda^2 \propto E^{-1}, \quad \lambda = \text{длина волны де Бройля}/2\pi,$$

$$P(E) = \text{проницаемость Гамова} \propto \exp\left(-\frac{\sqrt{E_G}}{\sqrt{E}}\right), \quad E_G \approx Z_0^2 Z_1^2 A \text{ (МэВ)};$$

$$S(E) \equiv E \sigma(E) \exp\frac{\sqrt{E_G}}{\sqrt{E}},$$

$$S(E) \left\{ \begin{array}{l} \text{позволяет более точно экстраполировать от значений сечений, измеренных} \\ \text{при наиболее низких лабораторных энергиях, к значениям сечений при} \\ \text{очень низких эффективных энергиях в звездах} \end{array} \right.$$

меняющийся астрофизический множитель  $S$ , исключив быстро меняющийся член в полученной Гамовым проницаемости, которая определяет прохожде-ние сквозь кулоновский барьер. Сечение обычно выражается в барнах ( $10^{-24}$  см<sup>2</sup>), а энергия в МэВ ( $1,602 \cdot 10^{-6}$  эрг), поэтому множитель  $S$  выражается в единицах МэВ·бн, хотя иногда используется и кэВ·бн. В табл. I заряды и приведенная масса (в ат. ед. массы) взаимодействующих ядер обозначены  $Z_0$ ,  $Z_1$  и  $A$ . В табл. II показано, как по значениям сечений пере-

Таблица II

Скорости реакций в звездах как функции температуры  $T$

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{МВ}} = f(T) \propto T^{-3/2} \int S(E) \exp(-\sqrt{E_G}/\sqrt{E} - E/kT) dE,$$

МВ = усреднение по максвелловскому распределению;  
подынтегральное выражение достигает максимума при  $E_T$   
и при  $E_0 \equiv$  эффективная энергия реакции в звездах  $\propto E_G^{1/3} T^{2/3}$ .

Скорость нерезонансной реакции

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{нр}} \propto S(E_0) T^{-2/3} \exp\left(-\frac{3E_0}{kT}\right) \frac{E_0}{kT} \propto T^{-1/3}.$$

Скорость резонансной реакции

$$\langle \sigma v \rangle_{\text{р}} \propto S(E_T) T^{-3/2} \exp\left(-\frac{E_T}{kT}\right),$$

$E_T =$  энергия резонанса

зонансных и резонансных реакций, усредненных по максвелловскому распределению, можно вычислить скорости реакций в звездах. В табл. II эффективная энергия реакций в звездах равна  $E_0 = 0,122 (Z_0^2 Z_1^2 A)^{1/3} T_9^{2/3}$  Мэв, где  $T_9$  — температура в единицах  $10^9$  К. Выражения для скоростей реакций, полученные с помощью теоретической статистической модели, приведены в работе Вусли, Фаулера, Холмса и Циммерман<sup>23</sup>.

В действительности экстраполяция от значений сечений, измеренных при наиболее низких лабораторных энергиях, к значениям сечений при эффективных энергиях в звездах часто может приводить к уменьшению сечений на много порядков по величине. Однако процедура исключения проницаемости Гамова, вызывающей это уменьшение, основана на решении уравнения Шрёдингера для кулоновских волновых функций, в котором можно быть уверенным. Главная неопределенность связана с зависимостью астрофизического множителя  $S$  от энергии, определяемой выбранной величиной радиуса, на котором может происходить образование составного ядра из двух взаимодействующих ядер или нуклонов. Это давно обсуждалось в работах<sup>18</sup>. В<sup>23</sup> приведены значения радиусов, использованных моими коллегами и мною в недавней работе. Кроме того существует неопределенность в вероятности самого ядерного взаимодействия (см. табл. I), которую можно исключить лишь с помощью экспериментов. Для заданной реакции влияние резонанса в составном ядре над или под порогом реакции часто может быть установлено определением свойств резонанса в других реакциях, где он есть и где его проще изучать.

#### 4. ГОРЕНИЕ ВОДОРОДА В ЗВЕЗДАХ ГЛАВНОЙ ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОСТИ И ПРОБЛЕМА СОЛНЕЧНЫХ НЕЙТРИНО

К настоящему времени в результате горения водорода в звездах главной последовательности образовалось только на 20% гелия больше, чем во время Большого взрыва. Тем не менее в течение многих лет возникали проблемы, связанные с горением водорода в Солнце. В 1938 г. Бете и Критчфильд<sup>24</sup> предложили протон-протонную, или  $p-p$  —  $p$ -цепочку, как один из механизмов горения водорода в звездах. В результате большого числа измерений сечений реакций в Лаборатории Кэллогга и других местах сейчас известно, что на Солнце главную роль играет этот механизм, а не CNO-цикл.

Наше знание слабых ядерных взаимодействий ( $\beta$ -распад, испускание и поглощение нейтрино и т. д.) подсказывает нам, что при превращении четырех ядер водорода в ядро гелия излучаются два нейтрино. Детальная разработка  $p-p$  —  $p$ -цепочки Фаулером<sup>25</sup> и Камероном<sup>26</sup> показала, что лишь малая часть нейтрино, испускаемых при распаде  ${}^7\text{Be}$  и  ${}^8\text{B}$ , обладает достаточно большими энергиями, чтобы их можно было зарегистрировать. При взаимодействии этих нейтрино с ядрами  ${}^{37}\text{Cl}$  получается радиоактивный  ${}^{37}\text{Ar}$ . Этот метод детектирования был предложен Понтекорво<sup>27</sup> и Альваресом<sup>28</sup>. Рэймонд Дэвис<sup>29</sup> и его сотрудники более 25 лет старались зарегистрировать эти нейтрино с большими энергиями, используя 380 000-литровую цистерну перхлорэтилена ( $\text{C}_2\text{Cl}_4$ ,  ${}^{35}\text{Cl}$ ,  ${}^{37}\text{Cl}$ ), расположенную на глубине в 1 милю в шахте Хоумстейк, в Лиде (Южная Дакота), где когда-то добывали золото. Они обнаружили только около одной четверти числа нейтрино, ожидаемого на основании модельных расчетов Бакалла и др.<sup>30</sup>

Что-то неверно — или стандартная модель Солнца некорректна, или соответствующие ядерные сечения известны с ошибками, или электронное нейтрино, излучаемое Солнцем, по пути к Земле частично превращается в нерегистрируемые  $\mu$ - и  $\tau$ -нейтрино. Действительно, была полемика по поводу ядерных сечений, но большая часть противоречий была разрешена, как показано в обзорах Робертсона и др., Осборна и др.<sup>31</sup> и Скелтона и Каванаха<sup>32</sup>.

Сейчас общепринято, что следующим шагом будет постройка детектора, который будет измерять намного большие потоки низкоэнергичных солнечных нейтрино посредством поглощения нейтрино ядрами  ${}^{71}\text{Ga}$  с образованием радиоактивного  ${}^{71}\text{Ge}$ . Для этого потребуется от 30 до 50 тонн галлия стоимостью (за 50 тонн) порядка 25 млн. долларов, или 200 млн. крон. Предпринимаются международные попытки получить необходимое количество галлия. Теперь вернемся к проблемам ядерной астрофизики. До тех пор, пока проблема солнечных нейтрино не будет решена, основные принципы, лежащие в основе ядерных процессов в звездах, останутся под вопросом. Галлиевый детектор должен сыграть большую роль в решении этой проблемы.

Детектор, использующий хлор, необходимо сохранить до тех пор, пока оба детектора не смогут работать в полную мощность одновременно. Иначе бесконечные предположения относительно вариаций потока солнечных нейтрино будут продолжаться. Более того, результаты наблюдений на галлиевом детекторе возможно дадут информацию, на которую не обратили внимания при наблюдениях на детекторе, использующем хлор.

В звездах главной последовательности, немного более массивных чем Солнце, водород горит при более высоких температурах в результате осуществления CNO-цикла. Это связано с тем, что в CNO-цикле скорости реакций растут намного быстрее с ростом температуры, чем в  $p$  —  $r$ -цепочке. Этот цикл важен, так как в нем из ядер  ${}^{12}\text{C}$  и  ${}^{16}\text{O}$  получаются ядра  ${}^{13}\text{C}$ ,  ${}^{14}\text{N}$ ,  ${}^{15}\text{N}$ ,  ${}^{17}\text{O}$  и  ${}^{18}\text{O}$ . Роль этих ядер как источников нейтронов при горении гелия обсуждается в разделе 5.

## 5. СИНТЕЗ ЯДЕР ${}^{12}\text{C}$ И ${}^{16}\text{O}$ . ОБРАЗОВАНИЕ НЕЙТРОНОВ ПРИ ГОРЕНИИ ГЕЛИЯ

Человеческое тело состоит по массе из 65% кислорода, 18% углерода, а оставшуюся часть составляет в основном водород.

В Солнце и звездах главной последовательности наиболее распространены из элементов, тяжелее гелия, кислород (0,85%) и углерод (0,39%). Поэтому не удивительно, что определение отношения  ${}^{12}\text{C}/{}^{16}\text{O}$ , получающегося при горении гелия, является в ядерной астрофизике задачей первостепенной важности. Это отношение достаточно сложно зависит от плотности, температуры и продолжительности горения гелия, но достаточно просто зависит от относительных скоростей  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ - и  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ -процессов. Если реакция  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$  протекает намного быстрее, чем  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ , то в результате горения гелия  ${}^{16}\text{O}$  не образуется. В противоположном случае не образуется углерод  ${}^{12}\text{C}$ . Чаще всего последующая реакция  ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$  достаточно медленна, и ею можно пренебречь.

Значение скорости реакции  $3\alpha \rightarrow {}^{12}\text{C}$ , даваемое Барнесом<sup>33</sup>, сейчас общепринято. Однако в настоящее время существуют разногласия по поводу лабораторного сечения реакции  ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$  и его теоретической экстраполяции в область низких энергий, при которых реакция в действительности осуществляется. Это отражено на рис. 4—6, взятых с некоторыми изменениями из статей Ланганке и Кунина<sup>34</sup>, Дайера и Барнеса<sup>35</sup> и Кеттнера и др.<sup>36</sup>. Экспериментальные данные (Лаборатория Кэллогга, Калтех) на рис. 4 взяты из статьи Дайера и Барнеса<sup>35</sup>, которые сравнивали свои результаты с теоретическими вычислениями Кунина, Томбрелло и Фокса (см.<sup>35</sup>). Экспериментальные данные (Мюнстер), показанные на рис. 5, взяты из статьи Кеттнера и др.<sup>36</sup>. Они сравниваются с данными Дайера и Барнеса<sup>35</sup>. Теоретические кривые, которые наилучшим образом согласуются с двумя сериями экспериментальных данных, взяты из статьи Ланганке и Кунина<sup>34</sup>.

Нетривиальность ситуации становится очевидной (рис. 6) в результате экстраполяции значений астрофизического множителя, полученных в Калтехе и Мюнстере, от наиболее низких измеренных в лаборатории энергий ( $\sim 1,4$  МэВ) к значениям энергии  $\sim 0,3$  МэВ, или  $T = 1,8 \cdot 10^8$  К, при которой горит гелий в красных гигантах. Экстраполяция сечений перекрывает

интервал  $10^{-8}$ . Астрофизический множитель увеличивается за счет вклада двух связанных состояний ядра  $^{16}\text{O}$ , расположенных ниже порога реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , как ясно показано на рис. 4. Неопределенность при экстраполяции астрофизического множителя  $S$  появляется за счет вклада этих состояний и расхождения экспериментальных данных. Заметим, что Ланганке

Рис. 4. Зависимость сечения в нбн от энергии в МэВ в системе ЦМ для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ , измеренная Дайером и Барнесом<sup>35</sup>, сравнивается с теоретическими вычислениями Кунина, Томбрелло и Фокса (см. <sup>35</sup>)

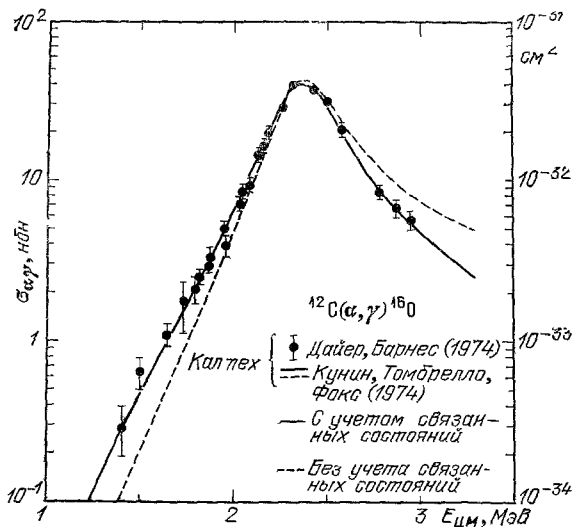
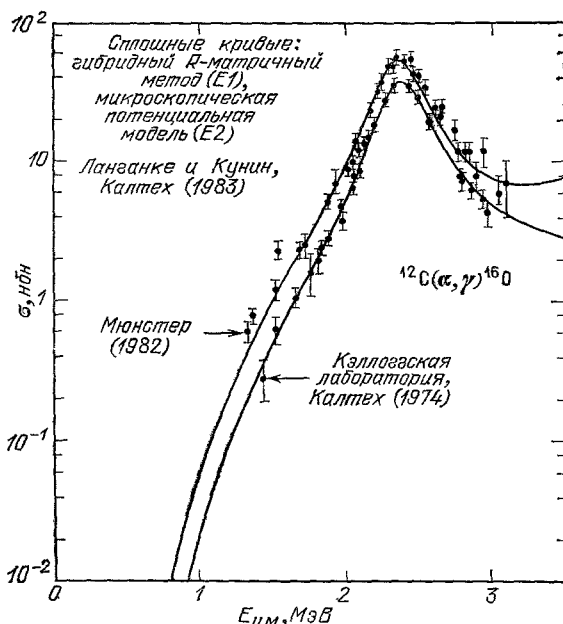


Рис. 5. Зависимость сечения в нбн от энергии в МэВ в системе ЦМ для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Мюнстерские данные получены Кетнером и др.<sup>33</sup>, Каллогские данные (Калтех) получены Дайером и Барнесом<sup>35</sup>. Сплошными линиями показаны теоретические вычисления Ланганке и Кунина<sup>34</sup>



и Кунин<sup>34</sup> увеличили в 2,7 раза экстраполированные значения сечений, полученных на основании данных Калтех, и понизили на 23% результаты экстраполяции мюнстеровских данных. Остается расхождение в 1,6 раза между экстраполированными данными Мюнстера и Калтех. Все это имеет смысл запомнить. Полуэмпирическая экстраполяция своих данных, проведенная экспериментаторами Дайером и Барнесом<sup>35</sup> была только на 30% ниже, чем экстраполяция Ланганке и Кунина<sup>34</sup>. Указанная Дайером и Барнесом<sup>34</sup> неопределенность экстраполяции включала в себя значения, которые

были получены Ланганке и Кунином<sup>34</sup>. Колан и др.<sup>21</sup> представляют результаты анализа Ланганке и Кунина<sup>34</sup> данных Калтеха в виде таблиц.

Стремление разобраться в этом вопросе настолько велико, что неудивительно, что обе лаборатории расширяют свои эксперименты, стараясь достичь более низких энергий и более высокой точности. Ниже, при обсуждении квазистатического горения кремния, будет показано, что распространенности, получающиеся на этой стадии нуклеосинтеза, частично зависят от отношения  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ , получающегося в результате горения гелия, и что различные

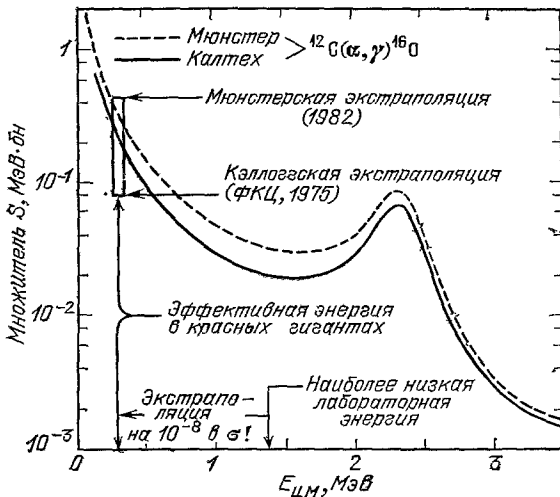


Рис. 6. Зависимость астрофизического множителя  $S$  в МэВ·бн от энергии в МэВ в системе ЦМ для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ .

Штриховой и сплошной линиями показаны теоретические экстраполяции Мюнстерских и Каллогских данных, полученные Ланганке и Кунином<sup>34</sup>

экстраполяции на рис. 6 являются критическими для конечных результатов горения кремния. Эти замечания не относятся к взрывному горению.

Недавно большой интерес приобрело отношение  $^{12}\text{C}$  к  $^{16}\text{O}$ , получающееся в специфических условиях гелиевых вспышек, происходящих в звездах, находящихся на эволюционной стадии гиганта. Было обнаружено, что горячая голубая звезда PG 1159—035 испытывает перадиальные пульсации с периодами, равными 460, 540 с и с другими периодами, которые еще точно не определены. Очевидно, что эта звезда старая, потеряла водородную атмосферу. Остался горячий карлик с массой порядка 0,6 солнечной массы. Теоретический анализ пульсаций, проведенный Старфилдом и др. и Беккером<sup>37</sup>, показывает, что в области, являющейся источником колебаний, должно находиться достаточное количество кислорода, который поочередно ионизируется и рекомбинирует. Углерод в этих областях полностью ионизован и только уменьшает амплитуду колебаний. Пока не ясно, может ли нужное количество кислорода возникнуть при гелиевых вспышках, в которых обязательно идет реакция  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$ , но может не хватить времени для реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ . Согласно работе<sup>37</sup> решение этой проблемы может быть не связано со скоростями ядерных реакций. Увидим!

Далее в этой статье мы обозначаем  $\beta^+$ -распад как  $(e^+\nu)$ , так как *испускаются* и позитрон  $(e^+)$ , и нейтрино  $(\nu)$ . Подобным образом,  $\beta^-$ -распад обозначается как  $(e^-\bar{\nu})$ , так как *испускаются* электрон  $(e^-)$  и антинейтрино  $(\bar{\nu})$ . Захват электрона  $(e)$  обозначается как  $(e^-, \nu)$ , где запятая показывает, что электрон захватывается, а нейтрино испускается. Обозначения  $(e^+, \bar{\nu})$ ,  $(\nu, e^-)$  и  $(\bar{\nu}, e^+)$  теперь также ясны.

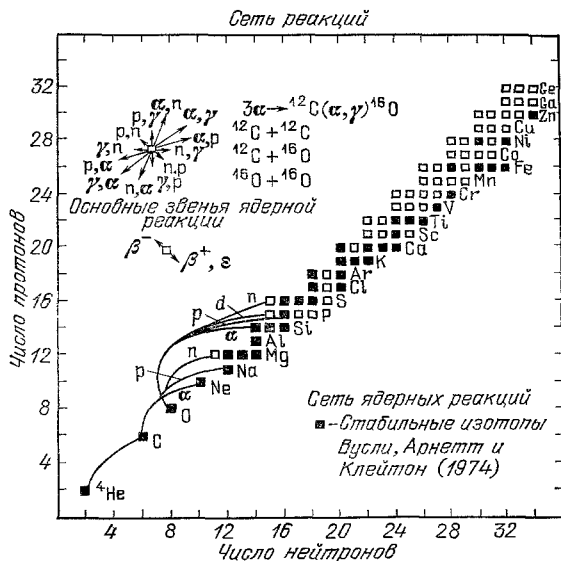
Нейтроны возникают во время горения гелия при условиях, в которых предшествующее горение водорода происходило в CNO-цикле. Когда этот цикл не заканчивается, производится большое количество ядер  $^{13}\text{C}$  в последовательности реакций  $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(e^+\nu)^{13}\text{C}$ . При последующем горении гелия нейтроны получаются в реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ . По завершении цикла

основным продуктом (>95%) является  $^{14}\text{N}$ . В последующем горении гелия  $^{18}\text{O}$  и  $^{22}\text{Ne}$  производятся в последовательности реакций  $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(e^+\nu) \times \times ^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$ , и эти ядра в свою очередь дают нейтроны в реакциях  $^{18}\text{O}(\alpha, n)^{21}\text{Ne}(\alpha, n)^{24}\text{Mg}$  и  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$ . Однако астрофизические условия и места, где в результате s- и r-процессов нейтроны создают тяжелые элементы, остаются даже сейчас предметом дискуссий и интенсивного изучения (см. раздел 11).

6. ГОРЕНИЕ УГЛЕРОДА, НЕОНА, КИСЛОРОДА И КРЕМНИЯ

Наиболее быстро текущие процессы горения, обсуждаемые в этом разделе, включают сеть реакций, показанную на рис. 7. При высокой температуре радиоактивные ядра могут служить мишенями, так как с ростом температуры скорости реакций увеличиваются, и они успевают пройти прежде,

Рис. 7. Сеть реакций нуклеосинтеза, включающая наиболее важные стабильные и радиоактивные ядра от  $N = 2$  до  $N = 34$  и от  $Z = 2$  до  $Z = 32$ . Стабильные ядра обозначены темными квадратами, радиоактивные — светлыми



чем распадутся радиоактивные ядра. Кроме того, возбужденные состояния стабильных ядер заселены и также служат мишенями. Определение ядерных сечений и скоростей почти 1000 реакций, входящих в сеть ядерных реакций, требовало и продолжает требовать больших экспериментальных и теоретических усилий.

Последующее обсуждение относится к достаточно массивным звездам, в которых электроны остаются невырожденными, пока звезда эволюционирует, проходя через различные стадии ядерного горения, обсуждаемые в этом разделе. В менее массивных звездах вырождение электронов может положить конец дальнейшей ядерной эволюции на определенной стадии с катастрофическими результатами, ведущими к разрушению звезды как целого. Пусть читатель обратит внимание на рис. 8, и особенно рис. 8, а, поучительные для дальнейшего обсуждения в этом разделе. Рис. 8 взят из работы Вусли и Уивера <sup>38</sup>, а недавний, более подробный вариант из статьи Уивера, Вусли и Фуллера <sup>39</sup> показан на рис. 9. Рис. 8, а относится к предвысшей стадии молодого (Население I) звезды с массой  $25M_{\odot}$  и показывает результаты различных стадий ядерного горения в следующих массовых зонах: 1)  $>10M_{\odot}$ , конвективная оболочка с продуктами горения CNO-цикла; 2)  $(7-10)M_{\odot}$ , в основном продукты горения водорода; 3)  $(6,5-7)M_{\odot}$ , продукты горения гелия; 4)  $(1,9-6,5)M_{\odot}$ , продукты горения углерода; 5)  $(1,8-1,9)M_{\odot}$ , продукты горения неона; 6)  $(1,5-1,8)M_{\odot}$ , продукты горе-

ния кислорода; 7)  $< 1,5 M_{\odot}$ , продукты горения кремния в частично нейтронизованном ядре подробно не показаны. Они в основном состоят из  $^{54}\text{Fe}$ , а также существенного количества других обогащенных нейтронами ядер, таких как  $^{48}\text{Ca}$ ,  $^{50}\text{Ti}$ ,  $^{54}\text{Cr}$  и  $^{58}\text{Fe}$ . Число нейтронов в ядрах  $^{54}\text{Fe}$ ,  $^{48}\text{Ca}$  и  $^{50}\text{Ti}$  равно  $N=28$ , и нейтронная подоболочка заполнена. Зависимости, изображенные на рис. 8, а и б, были рассчитаны на момент вскоре после того, как фоторасщепление инициировало быстрое сжатие ядра, которое будет в последующем поддержано уменьшением давления в результате захвата электронов и почти полной нейтронизации ядра.

Необходимо понять, что различные стадии горения начинаются в центральной области звезды, а продолжают в оболочке, окружающей эту

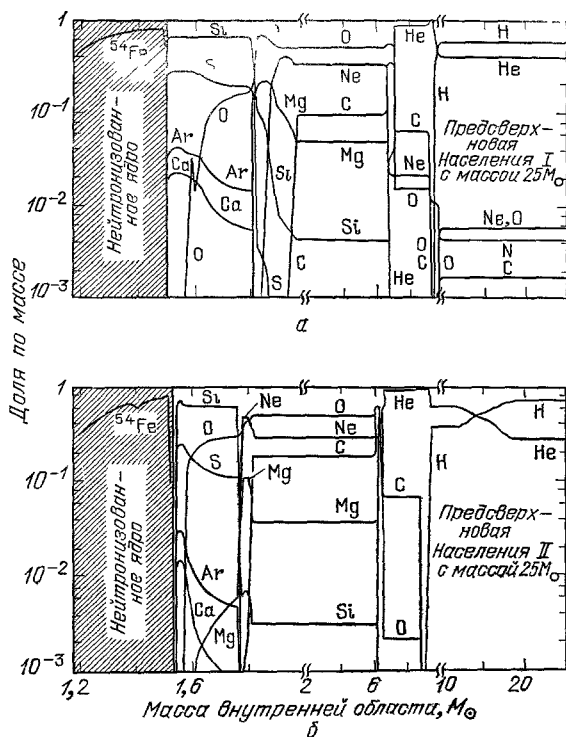


Рис. 8. Зависимость обилия элементов в предсверхновой в долях массы от растущей массы внутренней области в солнечных массах  $M_{\odot}$ , изменяющейся от нуля в центре звезды до  $25 M_{\odot}$ , полной массы звезды, из работы Вусли и Уивера<sup>38</sup>. а — звезда Населения I, б — звезда Населения II

область. На последующих стадиях горения состав вещества, образовавшегося на предыдущей стадии, изменяется. Например, в звезде Населения I с массой  $25 M_{\odot}$  на рис. 8, а горение углерода происходит в центральной части, с массой  $6,5 M_{\odot}$ , а состав вещества внутренней части, с массой  $1,9 M_{\odot}$ , изменился в результате последовательности горения Ne, O и Si.

При горении гелия получается звездное ядро, почти полностью состоящее из  $^{12}\text{C}$  и  $^{16}\text{O}$ . Во время сжатия ядра звезды температура и плотность растут до тех пор, пока в результате реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$  не начинается горение углерода. Астрофизический множитель для полной скорости реакции, приведенный на рис. 10, был взят со с. 213 работы<sup>39</sup>. Он основан на измерениях большого числа лабораторий. Экстраполяция на более низкие энергии, имеющие интерес для астрофизики, неопределенна, как ясно из рис. 10, и крайне необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования. При самой низкой энергии налетающих частиц  $2,4 \text{ МэВ}$  сечение порядка  $\sim 10^{-8}$  бн. Для характерной температуры горения  $6 \cdot 10^8 \text{ К}$  эффективная энергия равна  $E_0 = 1,7 \text{ МэВ}$  и экстраполированное сечение порядка  $\sim 10^{-13}$  бн. Основным продуктом горения углерода является  $^{20}\text{Ne}$ , образующийся в реакции  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . Кроме того, протекают реакции



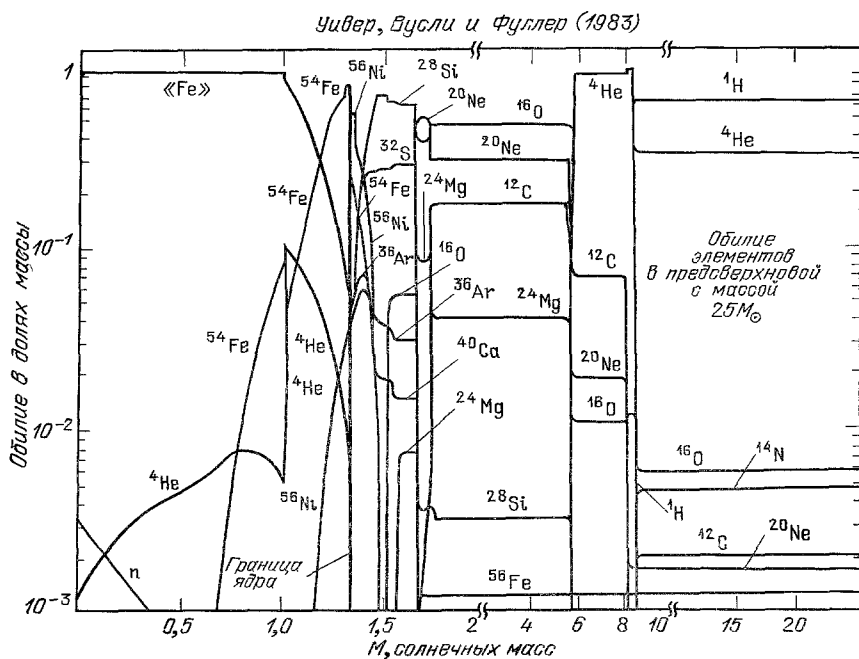


Рис. 9. Зависимость обилия элементов в долях массы от растущей массы внутренней области для звезды Населения I с полной массой  $25 M_{\odot}$  из работы Уивера, Вусли и Фуллера<sup>39</sup>

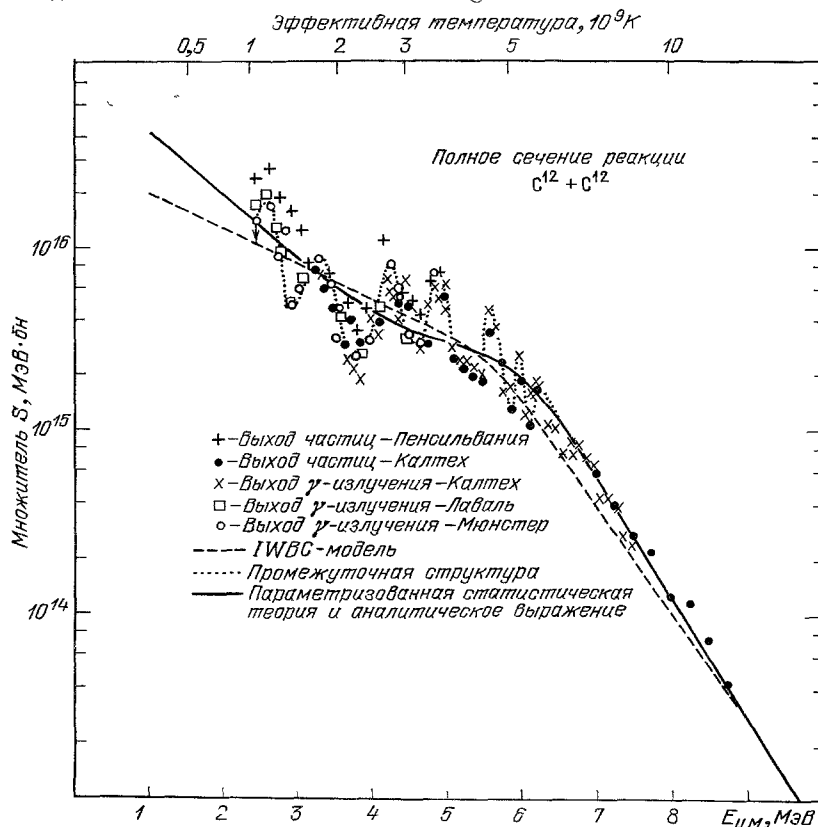


Рис. 10. Зависимость множителя  $S$  в МэВ·бн от кинетической энергии в системе центра масс в МэВ для реакции слияния  $^{12}C$  и  $^{12}C$ .

Экспериментальные данные нескольких лабораторий показаны вместе со схематическим изображением промежуточной структуры (пунктирная линия). Две параметризованные интерполяции данных, игнорирующие промежуточную структуру, показаны штриховой и сплошной линиями

$^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$  и  $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, n)^{23}\text{Mg}(e^+\nu)^{23}\text{Na}$  и множество вторичных реакций, таких как  $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ . Когда  $^{12}\text{C}$  исчерпан, то в основном остаются ядра  $^{20}\text{Ne}$  и  $^{16}\text{O}$ . С ростом температуры при дальнейшем гравитационном сжатии ядра  $^{20}\text{Ne}$  разрушаются в результате фоторасщепления  $^{20}\text{Ne}(\gamma, \alpha)^{16}\text{O}$ . Это связано с тем, что энергия ядра  $^{20}\text{Ne}$  отличается от энергии ядра с заполненной нейтронной оболочкой  $^{16}\text{O}$  плюс  $\alpha$ -частица только на 4,731 МэВ. В ядре  $^{16}\text{O}$ , например, энергия связи  $\alpha$ -частиц равна 7,162 МэВ.

Следующая стадия — горение кислорода в результате реакции  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ . Астрофизический множитель полной скорости реакции приведен

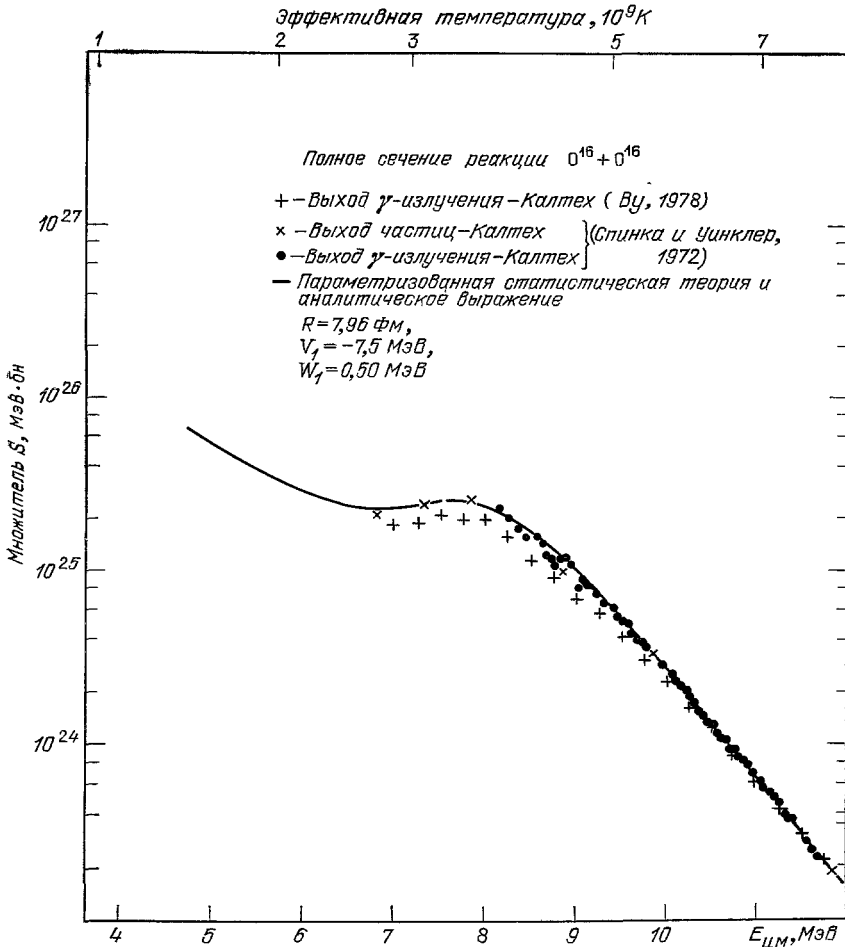


Рис. 11. Множитель  $S$  в МэВ·бн, как функция энергии в МэВ в системе ЦМ для реакции  $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ .

Экспериментальные данные нескольких серий измерений, выполненных в Калтехе, сравниваются с параметризованной теоретической интерполяцией (сплошная кривая)

на рис. 11 и полностью основан на данных, полученных в лаборатории Кэллогга в Калтехе. Данные работы Халке, Рольфа и Траутветтера <sup>40</sup>, где для измерений использован гамма-детектор, находятся в хорошем согласии с  $\gamma$ -измерениями, проведенными в Калтехе. Экстраполяция сечения на низкие астрофизические энергии так же, как и в случае реакции  $^{12}\text{C} + ^{12}\text{C}$ , неопределенна. Несмотря на это, только одна из множества возможных экстраполяций показана на рис. 11. Главным продуктом горения кислорода в результате основной реакции  $^{16}\text{O}(^{16}\text{O}, \alpha)^{28}\text{Si}$  и множества вторичных является кремний  $^{28}\text{Si}$ . В некоторых условиях в результате индуцированных нейтронами

реакций происходит синтез заметного количества  $^{30}\text{Si}$ . В результате горения кислорода появляются ядра с малым, но важным избытком нейтронов над протонами.

Начало горения кремния говорит об изменении природы процессов горения. Кулоновский барьер между двумя ядрами  $^{28}\text{Si}$  слишком велик, чтобы во время их слияния при температуре ( $T_9 = 3-5$ ) и плотности ( $\rho \approx 10^5-10^9 \text{ г/см}^3$ ) окружающей среды образовалось составное ядро  $^{56}\text{Ni}$ . Однако  $^{28}\text{Si}$  и последующие продукты подвергаются фоторасщеплению в реакциях ( $\gamma, \alpha$ ), ( $\gamma, n$ ) и ( $\gamma, p$ ). В процессе горения кремния все больше и больше  $^{28}\text{Si}$

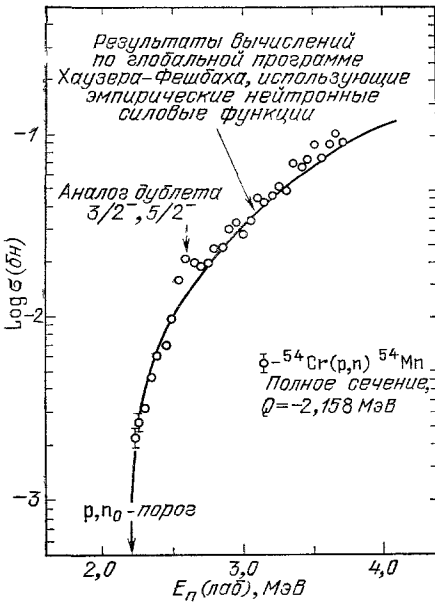


Рис. 12. Полное сечение реакции  $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$  в бн, проинтегрированное по углам, как функция энергии протонов в МэВ в лабораторной системе.

Данные Зискинда и др. <sup>42</sup> сравниваются с ненормализованными вычислениями по глобальной программе Хаузера — Фешбаха, выполненными Вусли и др. <sup>23</sup>

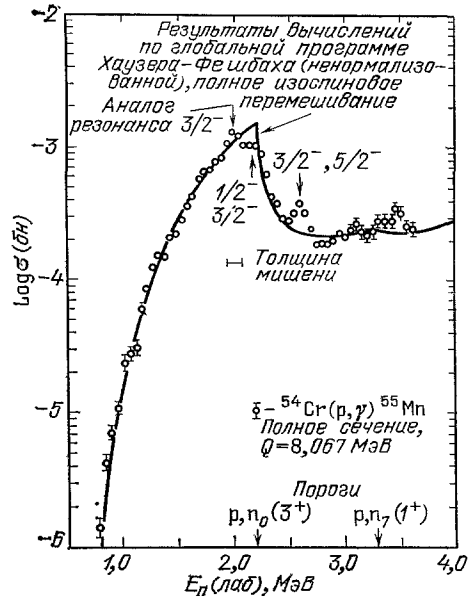


Рис. 13. Полное сечение реакции  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$  в бн, проинтегрированное по углам, как функция энергии в МэВ протона в лабораторной системе.

Данные Зискинда и др. <sup>42</sup> сравниваются с ненормализованными вычислениями по глобальной программе Хаузера — Фешбаха, выполненными Вусли и др. <sup>23</sup>

переходит в нуклоны и альфа-частицы, которые могут быть захвачены оставшимися ядрами  $^{28}\text{Si}$ , так что в результате сети ядерных реакций, показанной на рис. 7, получатся ядра группы железа. Основной продукт взрывного горения кремния —  $^{56}\text{Ni}$ , который в результате двух бета-распадов переходит в  $^{56}\text{Fe}$ .

При квазистатическом горении кремния слабые взаимодействия настолько быстры, что основным продуктом горения является  $^{54}\text{Fe}$ , в котором число нейтронов на два превышает число протонов. Из-за важной роли  $\alpha$ -частиц и вследствие неудержимого стремления к равновесию ( $e$ ), приводящего к ядрам с массой около 56, которые имеют самые большие среди всех ядер энергии связи на нуклон, в статье Б<sup>2</sup>ФХ <sup>18</sup> процесс, называемый сейчас горением кремния, был разделен на  $\alpha$ -процесс и  $e$ -процесс. Бодански, Клейтон, Фаулер <sup>41</sup>, цитирующие оригинальные статьи, в которых были развиты основные идеи горения кремния, провели расчеты горения кремния в приближении квазиравновесия. Современные вычислительные машины позволяют провести детальные расчеты сети ядерных реакций, как обсуждается в работах <sup>38, 39</sup>.

Обзор обширных лабораторных исследований реакций горения кремния дан в статье <sup>33</sup>. На рис. 12 и 13, взятых в качестве примера из работы

Зискинда и др. <sup>42</sup>, показаны кривые возбуждения для реакций  $^{54}\text{Cr}(p, n)^{54}\text{Mn}$ ,  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$ . Нейтроны, получаемые в первой реакции, будут увеличивать число нейтронов, имеющих в наличии при горении кремния, но не будут вносить вклад непосредственно в синтез  $^{55}\text{Mn}$ , как это происходит во второй реакции. В действительности, над порогом, при 2,158 МэВ (p, n)-реакция сильно конкурирует с (p,  $\gamma$ )-реакцией, представляющей основной интерес. Это приводит к резко выраженному конкурентному пику на кривой возбуждения на рис. 13. Конкуренция указанных процессов при распаде составного ядра, образовавшегося в ядерных реакциях, давно была подчеркнута Нильсом Бором, так что стоило бы называть такие пики *пиками Бора*. Это — не известные давно *пики Вигнера*, хотя они являются следствием тех же фундаментальных закономерностей. Как видно из рис. 13, скорость реакции  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$  при очень высоких температурах на порядок величины меньше при наличии пика, чем без него.

Элемент марганец имеет только один изотоп,  $^{55}\text{Mn}$ . В природе марганец образуется при квазистатическом горении кремния, наиболее вероятно в результате реакции  $^{54}\text{Cr}(p, \gamma)^{55}\text{Mn}$ , которая только что обсуждалась. Цепочка

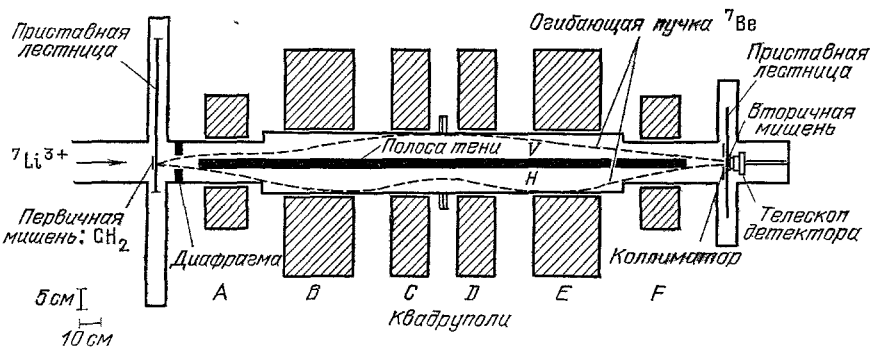


Рис. 14. Система транспортировки пучка радиоактивных ионов, разработанная Хайтом и др. <sup>44</sup>

реакций тянется до  $^{54}\text{Cr}$ , а затем проходит через  $^{55}\text{Mn}$ . Реакции  $^{51}\text{V}(\alpha, \gamma)^{55}\text{Mn}$  и  $^{52}\text{V}(\alpha, n)^{55}\text{Mn}$  тоже могут вносить вклад, особенно при взрывном горении кремния. В результате синтез  $^{55}\text{Mn}$  происходит вследствие разности процессов его производства и разрушения. При квазистатическом горении Si наиболее вероятными реакциями уничтожения изотопа  $^{55}\text{Mn}$  являются  $^{55}\text{Mn}(p, \gamma)^{56}\text{Fe}$  и  $^{55}\text{Mn}(p, n)^{56}\text{Fe}$ , которые обсуждаются и поясняются в работе Митчелла и Саргуда <sup>43</sup>. Реакции  $^{55}\text{Mn}(\alpha, \gamma)^{59}\text{Co}$ ,  $^{55}\text{Mn}(\alpha, p)^{58}\text{Fe}$  и  $^{55}\text{Mn}(\alpha, n)^{58}\text{Co}$  тоже могут привести к уничтожению некоторого количества изотопа  $^{55}\text{Mn}$  при взрывном горении кремния. На рисунках, обсуждаемых в разделе 8, будет отмечено, что расчеты полного синтеза  $^{55}\text{Mn}$  дают величины, находящиеся в достаточно хорошем согласии с распространенностью этого ядра в Солнечной системе. К сожалению, этого нельзя сказать о многих других ядрах.

Лабораторные измерения горения кремния охватили только около 20% реакций из сети ядерных реакций на рис. 7, в которых мишенями являются стабильные ядра. В настоящее время прямые измерения реакций с участием короткоживущих радиоактивных ядер и возбужденных состояний ядер невозможны. В этой связи получение пучков радиоактивных ионов является весьма перспективным. Ричард Бойд и Хайт и др. <sup>44</sup> первые начали развивать эту технику. На рис. 14 и 15 показана система транспортировки пучка, разработанная Хайтом и др. <sup>44</sup>. Они получили ускоренные пучки  $^7\text{Be}$  и  $^{13}\text{N}$  и успешно измерили сечение реакции  $^2\text{H}(^7\text{Be}, ^8\text{B})n$ , равное  $59 \pm 11$  мбн для ионов  $^7\text{Be}$  с энергией 16,9 МэВ. Для реакции  $^7\text{Be}(d, n)^8\text{B}$  эквивалентная энер-

гия в системе центра масс равна 3,8 МэВ. По-моему, продолжение развития и применения техники пучков радиоактивных ионов может привести к наиболее значительным результатам в лабораторной ядерной астрофизике в следующее десятилетие. Например, скорость реакции  $^{13}\text{N}(p, \gamma)^{14}\text{O}$ , которая будет исследоваться как  $^1\text{H}(^{13}\text{N}, \gamma)^{14}\text{O}$ , является критической для так называемого быстрого CN-цикла.

В любом случае стало ясно, что экспериментальные результаты по реакциям горения кремния должны быть систематизированы и снабжены исчерпывающей теорией. К счастью, теоретические средние сечения достаточно хороши во многих случаях. Это связано с тем, что скорости реакций в звездах получаются при интегрировании сечений по максвелловскому распределению.

Для большинства реакций горения кремния резонансы сечений расположены близко или даже перекрываются и, так как мы интегрируем по достаточно широкому интервалу энергий, детальная структура сечений автоматически усредняется. Для наших целей является идеальной развивавшаяся Хаузером и Фешбахом<sup>45</sup> статистическая модель ядерных реакций, которая дает средние сечения. Поэтому для использования в ядерной астрофизике Холмс, Вусли, Фаулер и Циммерман<sup>46</sup> предприняли попытку создания общей параметризованной теории Хаузера — Фешбаха и программы для ЭВМ. Статья<sup>23</sup> является продолжением этой работы. Свободными параметрами являются глубина и радиус прямоугольной потенциальной ямы, которые подбираются так, чтобы яма была эквивалентна в смысле результирующего сечения потенциалу Вудса — Саксона, характеризующего взаимодействия  $n$ ,  $p$  и  $\alpha$  с ядрами, имеющими  $z \geq 8$ . Должны быть введены еще два свободных параметра, чтобы учесть интенсивность электрического и магнитного дипольных переходов для  $\gamma$ -излучения. Скорости процессов слабого взаимодействия тоже должны быть точно определены. Пути достижения этого и значения скоростей будут обсуждаться ниже, в разделе 7.

Параметры, первоначально выбранные для  $n$ -,  $p$ - и  $\alpha$ -реакций, были взяты из более ранней работы Мишо и Фаулера<sup>47</sup>, которые основывались на исследованиях Фогта (см. <sup>47</sup>). Эти параметры, а также параметры, выбранные для электромагнитного и слабых взаимодействий, выдержали сравнение теории с изобилием лабораторных измерений. Более точные программы развивались с использованием значений нейтронных силовых функций, экспериментально измеренных, а не рассчитанных в приближении прямоугольной потенциальной ямы, или с использованием реалистических потенциалов Вудса — Саксона для всех взаимодействий, как было сделано Манном<sup>48</sup>. Кроме того, вводя поправки на флуктуации ширин, как это описано Зискиндом и др.<sup>49</sup>, можно заметно улучшить согласие между теорией и экспериментом.

Хорошо известно, что, используя свободные параметры, всегда можно подобрать сечение и скорость для любой одной выбранной ядерной реакции. Не так делается в глобальной программе. Параметры в принципе определяются с помощью метода наименьших квадратов по всем реакциям, для которых доступны экспериментальные данные. Например, см. рисунок

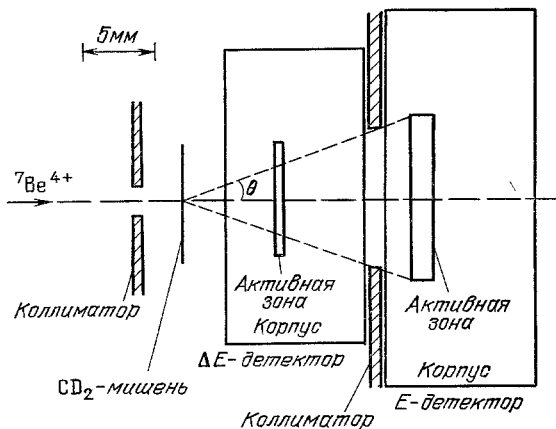


Рис. 15. Подробное изображение мишени и детектора системы транспортировки пучка радиоактивных ионов, разработанной Хайтом и др.<sup>44</sup>

на с. 307 в <sup>46</sup>. Это служит основой некоторой уверенности при предсказаниях в тех случаях, когда нет экспериментальных данных.

Согласно первоначальной программе статей <sup>46</sup>, <sup>23</sup> скорости реакций получались или в числовой, или в аналитической форме в зависимости от температуры. Возможно непосредственное сравнение с результатами интегрирования лабораторных сечений для ядер мишеней, находящихся в основном состоянии. Используя те же глобальные параметры, которые применяются в реакциях, включающих основные состояния стабильных ядер, теоретическая программа выдает скорости реакций для основных состояний радиоактивных ядер и для возбужденных состояний и стабильных и радиоактивных ядер. Суммируя со статистическим весом вклады основного и известных возбужденных состояний или с теоретической функцией плотности распределения по уровням, получаем скорости реакций в звездах для статистически равновесной заселенности ядерных состояний. После суммирования необходимо произвести деление на функцию распределения ядер мишени. Аналитические параметризованные выражения для функций распределения ядер с  $8 \leq z \leq 36$  в зависимости от температуры в интервале  $0 \leq T \leq 10^{10}$  К даны в табл. IIА работы <sup>23</sup>.

Саргуд <sup>50</sup> сравнил с теоретическими предсказаниями работы <sup>23</sup> экспериментальные данные нескольких лабораторий по взаимодействию протонов и  $\alpha$ -частиц с 80 ядрами-мишенями, которые, конечно, находились в основном состоянии. Отношения значений, полученных при расчетах по статистической модели, и лабораторных измерений для 12 случаев приведены в табл. III для температур в диапазоне от 1 до  $5 \cdot 10^9$  К. Двойная запись для реакции  $^{27}\text{Al}(p, n)^{27}\text{Si}$  означает сравнение теории с данными измерений двух разных лабораторий. Необходимо отметить, что теоретические значения совпадают с экспериментальными с точностью 50% за исключением нескольких отмеченных случаев. Американцы говорят: «You win some and you lose some» \*). Для достаточно легких мишеней в табл. III, особенно при низких температурах, глобальные средние скорости неверны всякий раз, когда на кривой

Таблица III

Расчеты по статистической модели VS-измерения (I). Отношение скоростей реакций (основное состояние мишени), полученных Вусли, Холмсом и Циммерман (At. Data and Nucl. Data Tables, 1978, v. 22, p. 371) и скоростей реакций, полученных в эксперименте (1970—1982) в Бомбее, Калтехе, Колорадо, Кентукки, Мельбурне и Торонто

Реакции	$T_9 = T/10^9$ К					Реакции	$T_9 = T/10^9$ К				
	1	2	3	4	5		1	2	3	4	5
$^{23}\text{Na}(p, n)^{23}\text{Mg}$	1,4	1,2	1,1	1,1	1,0	$^{29}\text{Si}(p, \gamma)^{30}\text{P}$		1,0	1,6	1,6	1,5
$^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$	1,2	1,1	1,0	0,9	0,8	$^{39}\text{K}(p, \gamma)^{40}\text{Ca}$	15	4,5	3,0	2,6	2,5
$^{25}\text{Mg}(p, n)^{25}\text{Al}$	1,1	1,0	0,9	0,8	0,8	$^{41}\text{K}(p, \gamma)^{42}\text{Ca}$	0,5	0,5	0,5	0,4	0,4
$^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{28}\text{Si}$	3,7	2,1	1,5	1,3	1,1	$^{41}\text{K}(p, n)^{41}\text{Ca}$	0,8	1,0	1,1	1,2	1,3
$^{27}\text{Al}(p, n)^{27}\text{Si}$	1,8	1,4	1,3	1,3	1,2	$^{40}\text{Ca}(p, \gamma)^{41}\text{Sc}$				0,1	0,2
	0,9	0,9	0,9	1,0	1,0	$^{42}\text{Ca}(p, \gamma)^{43}\text{Sc}$	1,3	1,4	1,4	1,4	1,3
$^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$		1,2	1,3	1,2	0,9		0,8	1,1	1,3	1,4	1,4

возбуждения реакции при низких энергиях оказывается больше или меньше резонансов, или же эти резонансы сильнее или слабее, чем ожидалось в среднем.

Саргуд <sup>50</sup> также сравнил скорость реакции в звездах при тепловом распределении по основным и возбужденным состояниям ядер мишени со скоростью реакции, когда ядра мишени находятся в основном состоянии. Послед-

\*) «Что-то выигрываешь, а что-то теряешь». (Прим. перев.)

няя, конечно, определяется в лабораторном эксперименте. Некоторое число затабулировано в табл. IV для  $T = 5 \cdot 10^9$  К. Во многих случаях, особенно

Таблица IV

Отношение скоростей реакций в звездах и в лаборатории  $\langle\sigma v\rangle^*/\langle\sigma v\rangle^0$ .  
Температура =  $5 \cdot 10^9$  К

(Sargood D. G.—Astr. J. Phys., 1983; Woosley, Fowler, Holmes, Zimmerman—At. Data and Nucl. Data Tables, 1978, v. 22, p. 371)

Ядро мишени	Реакция								
	(n, $\gamma$ )	(n, p)	(n, $\alpha$ )	(p, $\gamma$ )	(p, n)	(p, $\alpha$ )	( $\alpha$ , $\gamma$ )	( $\alpha$ , n)	( $\alpha$ , p)
$^{20}\text{Ne}$	0,959	12,2	4,98	0,954	34,1	6,86	0,907	4,90	1,29
$^{21}\text{Ne}$	0,808	6,15	1,13	0,818	1,78	1,95	0,943	0,985	1,37
$^{22}\text{Ne}$	0,917	159	22,1	0,895	5,11	2,72	0,968	0,996	2,46
$^{23}\text{Na}$	0,897	4,95	9,70	0,890	2,27	0,944	0,826	1,30	0,918
$^{24}\text{Mg}$	0,939	20,4	7,30	0,924	120	15,0	0,835	4,70	1,04
$^{25}\text{Mg}$	0,905	5,05	3,18	0,862	3,48	5,02	0,958	0,973	1,10
$^{26}\text{Mg}$	0,968	71,4	53,8	0,958	8,05	4,92	0,974	1,00	1,41
$^{27}\text{Al}$	0,934	4,12	10,9	0,913	3,22	1,14	0,905	1,13	0,972
$^{28}\text{Si}$	0,976	6,51	7,26	0,950	140	23,5	0,933	3,55	1,02
$^{29}\text{Si}$	0,943	8,67	3,34	0,907	3,18	50,1	0,927	0,964	1,18
$^{30}\text{Si}$	0,989	89,4	28,6	0,982	2,99	6,63	0,973	1,01	1,09
$^{31}\text{P}$	0,972	2,63	18,4	0,901	3,77	1,11	0,969	1,70	0,978
$^{32}\text{S}$	0,988	2,33	1,57	0,980	90,1	7,35	0,975	3,79	1,00
$^{33}\text{S}$	0,943	1,46	1,06	0,920	4,73	3,24	0,916	0,995	1,01
$^{34}\text{S}$	1,00	25,8	13,1	0,979	8,02	2,02	0,964	1,05	1,02
$^{36}\text{S}$	0,998	428	95,9	1,00	1,00	1,02	0,995	1,00	1,68
$^{35}\text{Cl}$	0,972	1,19	3,06	0,948	4,48	1,05	0,945	1,23	0,992
$^{37}\text{Cl}$	0,994	26,0	13,7	0,987	1,00	1,00	0,985	1,00	0,995

для реакций, дающих  $\gamma$ -лучи, отношение скоростей реакций в звездах и лабораторных скоростей равно единице. В других случаях это отношение может быть выше на несколько порядков по величине. Это вызвано несколькими причинами. Часто это связано с тем, что основное состояние может участвовать во взаимодействии парциальных волн с высоким значением углового момента, приводящем к малым значениям проникаемости и, следовательно, низким значениям сечений и скоростей. Последнее проясняет основное допущение в предсказании скоростей реакций в звездах: предполагается, что статистическая теория, которая дает хорошие предсказания для основного состояния, дает хорошие предсказания и для возбужденных состояний. Это предположение часто не верно. Бокалл и Фаулер<sup>53</sup> показали, что в некоторых случаях лабораторные измерения неупругого рассеяния с участием возбужденных состояний могут быть косвенным образом использованы для определения сечений реакций для этих состояний.

Уорд и Фаулер<sup>52</sup> подробно исследовали условия, при которых долгоживущие изомерные состояния не приходят в равновесие с основным состоянием. В этом случае необходимо включить в систему вычислений скоростей реакций в звездах как изомерные, так и основные состояния. Большой интерес вызывает, например, ядро  $^{26}\text{Al}$ . Основное состояние имеет спин и четность  $J^\pi = 5^+$  и изоспин  $T = 0$ . Среднее время жизни относительно испускания позитрона с превращением в  $^{26}\text{Mg}$   $10^6$  лет. Изомерное состояние при 0,228 МэВ имеет  $J^\pi = 0^+$ ,  $T = 1$  и среднее время жизни 9,2 секунды. Уорд и Фаулер<sup>52</sup> показали, что изомерное состояние эффективно не приходит в равновесие с основным состоянием при  $T < 4 \cdot 10^8$  К. При таких низких температурах оба состояния  $^{26}\text{Al}$ , и изомерное, и основное, должны быть включены в сеть реакций на рис. 7.

## 7. СКОРОСТИ ПРОЦЕССОВ СЛАБОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В АСТРОФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЯХ

Слабое взаимодействие играет важную роль в астрофизических процессах вместе с сильным взаимодействием, как показано на рис. 7. Во время эволюции звезды, ее коллапса или взрыва полные числа протонов и нейтронов могут измениться только вследствие слабого взаимодействия. Чтобы образовалась нейтронная звезда, необходимо, чтобы протоны обычного звездного вещества захватили электроны. Гравитационный коллапс ядра сверхновой II типа задерживается до тех пор, пока есть электроны, создающие давление.

В результате многолетнего теоретического и экспериментального изучения скоростей процессов слабого взаимодействия в Кэллоггской и других лабораториях Фуллер, Фаулер и Ньюмен<sup>53</sup> вычислили и затабулировали скорости испускания электронов и позитронов, сечения захвата электронов и позитронов континуума, а также связанные с ними скорости потерь энергии в результате испускания нейтрино свободными нуклонами и 226 ядрами с массовыми числами между  $A = 21$  и 60. Распирение на более высокие и низкие значения  $A$  сейчас делается.

Эти вычисления сильно зависят от экспериментальных значений матричных элементов Гамова — Теллера для 87 дискретных переходов в ядрах с промежуточными значениями масс, определенных в Лаборатории Кэллогга Уилсоном, Каванах и Манном<sup>54</sup>. Большинство экспериментальных значений матричных элементов для дискретных переходов и Ферми, и Гамова — Теллера, как и данные о ядерных уровнях, взяты из исчерпывающих таблиц Лидерера и Ширли<sup>55</sup>. Матричные элементы разрешенных переходов, для которых нет измерений, определялись как средние величины, как описано во второй из работ ссылки<sup>53</sup>. Эти средние величины были равны  $|M_F|^2 = 0,062$  и  $|M_{GT}|^2 = 0,039$ . Они соответствуют  $\log ft = 5$ , где  $f$  — фазовый множитель, а  $t$  — период полураспада. Физики-ядерщики традиционно используют  $\log ft$ -величины в связи со скоростями процессов слабого взаимодействия.

Для оценки правил сумм Гамова — Теллера и энергий возбуждений резонансов коллективных состояний было использовано приближение простой оболочечной модели ядра. Эти оценки являются прекрасной аппроксимацией для  $T <$  ядер и для  $T >$  ядер, как показали недавние измерения с высокой разрешающей способностью (p, n)-реакций и ( $^3T$ ,  $^3He$ )-реакций, выполненные Гудманом и др. и Айзенберг — Селове и др. соответственно<sup>56</sup>. Здесь  $T <$ , где  $T \equiv |N - Z|$ , представляет, например, ядро  $^{56}Fe$  с  $T = 2$  в реакциях  $^{56}Fe(e^-, \nu)^{56}Mn$  или  $^{56}Fe(n, p)^{56}Mn$ . Подобным образом  $T >$  обозначает ядро  $^{56}Mn$  с  $T = 3$ . Работа, описанная в<sup>53</sup>, подчеркивает настоятельную необходимость дополнительных исследований для  $T >$  ядер. Для этого надо использовать как n, p-реакцию, так и  $^3T$ ,  $^3He$ -реакцию, с помощью которых можно получить матричные элементы для электронного захвата.

Вычисления силовых функций Гамова — Теллера были проведены С. Д. Блумом и Г. М. Фуллером<sup>57</sup> в рамках метода моментов в оболочечной модели ядра с использованием вычислительного кода векторной оболочечной модели для основного и первых возбужденных состояний ядер  $^{56}Fe$ ,  $^{60}Fe$  и  $^{64}Fe$ , имеющегося в Лоуренсовской Национальной лаборатории в Ливермор. Эти подробные вычисления подтверждают основные тенденции в силовых распределениях Гамова — Теллера, использованных в приближениях работ<sup>53</sup>.

Вклад дискретных состояний в скорости ядерных реакций, для которых имеется обширная экспериментальная информация и которые подчиняются правилам отбора Ферми, является определяющим для процессов слабого взаимодействия при температурах и плотностях, характерных для квазистатических фаз звездной эволюции предсверхновой. При более высоких тем-



пературах и плотностях, характерных для стадии коллапса сверхновой, которая сейчас представляет огромный интерес, что подробно обсуждается в статье Брауна, Бете и Баума <sup>58</sup>, наибольший вклад в скорости электронного захвата вносят коллективные резонансы Гамова — Теллера.

Подробности природы имплозии и взрыва сверхновой II типа и трудности теоретического описания, включающего сочетание задач атомной, ядерной физики, физики плазмы и гидродинамики, стали понятны нам благодаря Гансу Бете во время его пребывания в нашей лаборатории в качестве приглашенного лектора Калтеха в начале 1982 г. Его визит плюс дальнедействующее взаимодействие с его сотрудниками привели к написанию двух плодотворных работ: Бете, Яхил и Браун <sup>59</sup> и Бете, Браун, Куперстейн и Уилсон <sup>60</sup>.

Современные представления о ядерном уравнении состояния предсказывают, что в начале коллапса железного ядра массивной звезды имеющиеся ядра станут настолько богаты нейтронами, что разрешенный захват электронов протонами ядер будет заблокирован. Разрешенный электронный захват, для которого  $\Delta l = 0$ , запрещен, когда нейтроны заполнили подболочки, момент импульса которых  $l$  равен угловому моменту подболочек, заполненных протонами.

Это явление блокировки нейтронной оболочкой и несколько разблокирующих механизмов, действующих при высоких температурах и плотностях, включая запрещенный электронный захват, изучались в терминах простой оболочечной модели Фуллером <sup>61</sup>. Так как разблокирующие механизмы чувствительны к деталям уравнения состояния, в типичных условиях происходит значительное уменьшение скорости захвата электронов тяжелыми ядрами, приводящее к существенной зависимости от электронного захвата малого числа свободных протонов и уменьшению общей скорости нейтронизации.

В расчетах коллапса в однослойном приближении, проведенных Фуллером <sup>61</sup>, предполагалось, что блокирующий эффект нейтронной оболочки дает в ядре большую долю лептонов (число лептонов на барион) к моменту наступления нейтринной непрозрачности. При учете соотношения Чандрасекара, согласно которому масса равновесного ядра звезды пропорциональна квадрату доли лептонов, это приводит к большей *конечной* массе ядра и, следовательно, более сильной ударной волне, которая образуется в результате гидродинамического отражения от центра звезды («отскока»). С другой стороны, использование новых скоростей захвата электронов во время горения кремния до коллапса снижает долю лептонов и приводит к меньшей *начальной* массе ядра и, соответственно, к меньшему количеству вещества (*начальная* масса ядра минус *конечная* масса ядра), в котором может диссипировать ударная волна «отскока». Таким образом, ослабляется диссипация энергии ударной волны. Этот вопрос подробно обсуждается в статье <sup>39</sup>.

В последних работах, посвященных слабому взаимодействию, внимание сконцентрировано на том, как представить результаты предыдущих вычислений скоростей реакций в таком виде, который был бы более удобен для исследователей, пользующихся опубликованными таблицами и предоставляемыми по требованию магнитными лентами вычислительных машин. Скорости процессов слабого взаимодействия в звездах, в общем, очень чувствительные функции температуры и плотности. Их зависимости от температуры появляются вследствие теплового возбуждения исходных возбужденных состояний, а также связаны с функциями распределения лептонов в подынтегральных выражениях при вычислении фазовых множителей в реакциях распада и захвата из континуума.

В случае испускания электронов и позитронов основная зависимость от температуры возникает благодаря тепловой заселенности исходных возбужденных состояний при всех значениях температуры и плотности за исключением наиболее низких температур и наиболее высоких плотностей. В общем, только несколько переходов должны вносить вклад в эти скорости распада. Поэтому вариации скоростей с температурой обычно не настолько велики,

чтобы нельзя было аккуратно проинтерполировать их зависимости от температуры и плотности с использованием процедуры стандартных сеток, которая была развита в работах <sup>53</sup>. Зависимость от плотности этих скоростей распада несущественна. Однако, в случае электронной эмиссии, в области высоких плотностей и низких температур может быть заметная зависимость от плотности вследствие принципа Паули для электронов. Это не имеет особого значения для задачи практической интерполяции, так как в этих условиях скорость испускания электронов обычно очень мала.

Определение зависимости от температуры и плотности скоростей электронного и позитронного захвата из континуума намного более сложная задача. Кроме чувствительности по отношению к температуре, вследствие тепловой заселенности исходных возбужденных состояний в случае захвата из континуума имеется значительное влияние функции распределения лептонов в подинтегральных выражениях при вычислении фазовых множителей. Эта чувствительность скоростей захвата означает, что интерполяция по температуре и плотности с использованием стандартных сеток может оказаться затруднительной. Для того чтобы получить корректные значения скоростей процессов, могут оказаться необходимыми более совершенные интерполяционные программы и относительно большое количество машинного времени. Это несомненно так для процессов электронного захвата с ненулевым энергетическим порогом.

Мы обнаружили, что в случае захвата из континуума решение задачи интерполяции может быть существенно облегчено, если определить простой фазовый интеграл, основанный на значении величины  $Q$  для перехода от исходного основного состояния к дочернему основному состоянию. Затем, чтобы получить таблицу эффективных значений  $ft$ -величин, необходимо разделить найденный интеграл на табличные значения скоростей реакций <sup>53</sup> при температурах и плотностях, взятых в каждой точке сетки. В результате получается, что  $ft$ -величины не очень сильно зависят от температуры и плотности. Для этой процедуры требуется достаточно простое определение фазовых множителей для реакций захвата, которое можно было бы многократно использовать во внутреннем цикле вычислительных программ, предназначенных для расчета нуклеосинтеза в звездах. Такая формулировка была найдена в терминах стандартных интегралов Ферми с использованием необходимых приближенных выражений для этих интегралов. Когда химический потенциал (энергия Ферми), который присутствует в интегралах Ферми, проходит через нуль, эти аппроксимации непрерывны и имеют непрерывные производные.

Мы недавно нашли выражения для скоростей реакций, обратных к  $e^-$ ,  $e^+$ -захвату (т. е.  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ -захват) и для  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ -подавления прямых реакций в случае, когда  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ -состояния частично или полностью заполнены. Эти обратные реакции и подавление прямых реакций важны во время коллапса ядра сверхновой, когда нейтрино и антинейтрино застревают внутри звезды, что и приводит к равновесию между двумя направлениями захвата. Были выведены общие аналитические выражения и их аппроксимации, удобные для численного счета. Все эти новые результаты, описанные выше, будут опубликованы в статье Фуллера, Фаулера и Ньюмена <sup>62</sup>, а новые магнитные ленты с информацией о  $\nu$ ,  $\bar{\nu}$ -захвате будут доступны пользователям.

## 8. РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ РАСПРОСТРАНЕННОСТИ ЯДЕР С $A \leq 60$ И КРАТКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ О ВЗРЫВНОМ НУКЛЕОСИНТЕЗЕ

Вооруженные имеющимися в распоряжении данными о скоростях процессов сильного и слабого взаимодействий, которые применяются при расчетах поздних стадий звездной эволюции, астрофизики-теоретики попытались рассчитать распространенность элементов и их изотопов, получившуюся при

квазистатическом нуклеосинтезе на стадии предсверхновой и взрывном нуклеосинтезе во время взрывов сверхновых.

Различные стадии предвзрывного нуклеосинтеза обсуждались в разделах 4—6. Приятно отметить, что существует общее согласие по поводу нуклеосинтеза на этих стадиях. С другой стороны, взрывной нуклеосинтез — это еще нерешенный вопрос, в настоящее время объект интенсивного исследования, как показано, например, в обзоре Вусли, Аксельрода и Уивера <sup>63</sup>.

Обилие, получающееся в результате взрывного нуклеосинтеза, обязательно должно зависеть от детальной картины взрыва сверхновой. Представления о природе взрывов сверхновых I и II типов были высказаны много

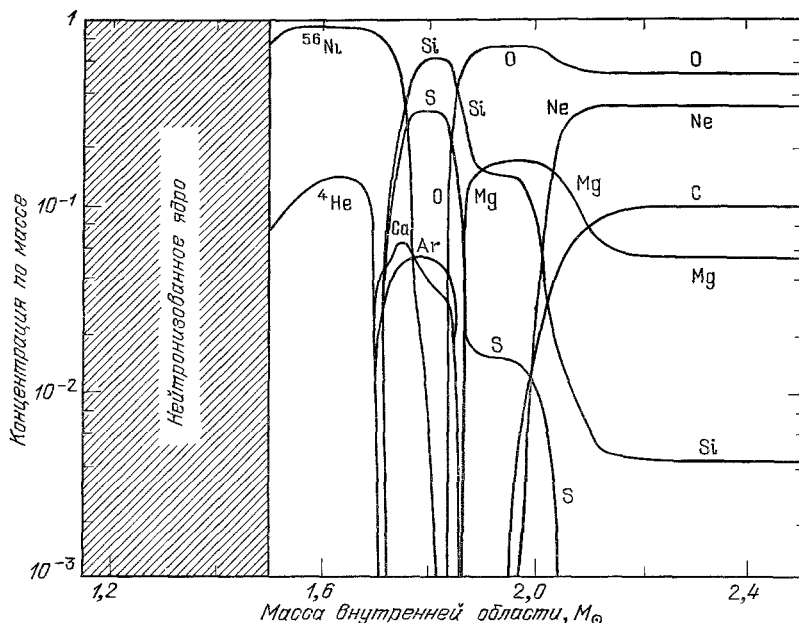


Рис. 16. Конечное распределение концентрации химических элементов по массе в веществе, выброшенном сверхновой звездой второго типа Населения I в зависимости от массы внутренней области в единицах солнечной массы  $M_{\odot}$ .

Полная масса исходной звезды равна  $25 M_{\odot}$  <sup>38</sup>

лет назад Хойлом и Фаулером <sup>64</sup> и Фаулером и Хойлом <sup>65</sup>. Они предположили, что явление сверхновых I типа малых масс связано с началом взрывного горения углерода в условиях вырождения электронов, когда давление почти не зависит от температуры. При горении углерода температура повышается до тех пор, пока электроны перестают быть вырожденными, и в результате происходит взрывное разрушение звезды. Для сверхновых II типа с большей массой предполагалось, что в результате горения кремния получаются ядра группы железа, которые имеют максимальную энергию связи среди всех ядер, поэтому невозможно больше извлечь ядерную энергию. Последующие фотодиссоциация и захват электронов в ядре звезды ведут к имплозии ядра и зажиганию взрывного нуклеосинтеза в падающей внутренней оболочке, которая еще содержит ядерное горючее. Эти идеи «выжили», но мягко выражаясь, со значительными изменениями, происшедшими за эти годы, как отмечено в превосходном обзоре Уивера <sup>66</sup>. Современные взгляды на сверхновые II типа даны в работах <sup>39</sup>, <sup>58-60</sup>, а на сверхновые I типа — в работах Номото <sup>67</sup>.

Мы можем возвратиться к проблеме распространенности ядер, обратившись к рис. 16, взятому из <sup>38</sup>, на котором показано распределение концентраций химических элементов по массе в веществе, выброшенном сверхновой Населения I с массой  $25 M_{\odot}$ . Распределение аналогичных концентраций

в предсверхновой показано на рис. 8, а. Изменения концентраций в массовых слоях, внутренних по отношению к  $2,2 M_{\odot}$ , очень наглядны. Масса, внешняя по отношению к  $2,2 M_{\odot}$ , выбрасывается с мало измененными или вообще неизменными концентрациями нуклидов. Взрыв сверхновой моделировался произвольным предположением, что энергия порядка  $10^{51}$  эрг была передана выбрасываемому веществу ударной волной, образовавшейся при «отскоке» коллапсирующего и становящегося более жестким ядра.

Интегрирование по массовым слоям рис. 16 для интервала  $1,5 M_{\odot} < M < 2,2 M_{\odot}$  и рис. 8, а для  $M > 2,2 M_{\odot}$  позволило Вусли и Уиверу<sup>38</sup>

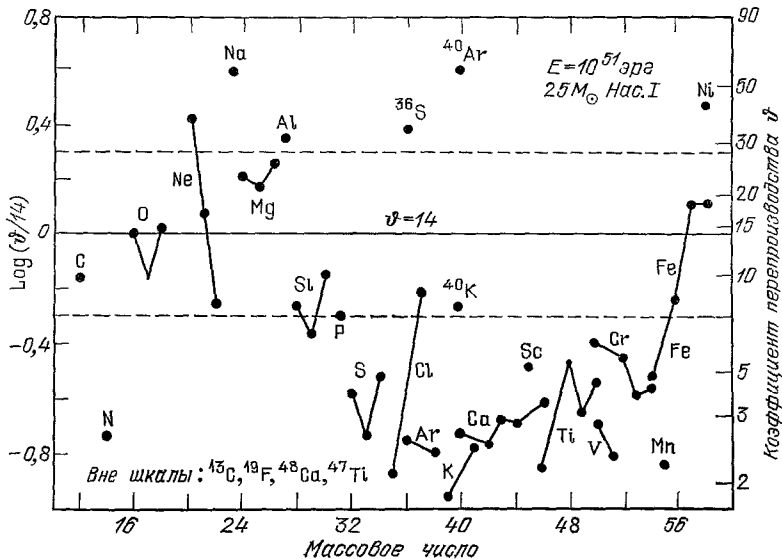


Рис. 17. Перепроизводство нуклидов ( $\phi$ ) относительно увеличенной в 14 раз распространенности элементов в Солнечной системе как функция массового числа для нуклеосинтеза в сверхновой II типа Населения I, полная масса которой равна  $25 M_{\odot}$ <sup>38</sup>

вычислить распространенность изотопов в веществе, выброшенном в межзвездное пространство сверхновой Населения I, массой  $25 M_{\odot}$ . Результаты, отнесенные к солнечному обилию (читатель должен вернуться к последнему абзацу раздела 1) показаны на рис. 17, взятом из<sup>38</sup>. Относительные величины нормированы на единицу для  $^{16}\text{O}$ . Для этого ядра фактор перепроизводства равен 14. Это означает, что на каждый грамм  $^{16}\text{O}$ , имевшийся первоначально в звезде, выбрасывается в конечном счете 14 граммов  $^{16}\text{O}$ . Можно ожидать, что такое перепроизводство тяжелых элементов в одной сверхновой объясняет их обилие в межзвездной среде в момент, предшествующий образованию Солнечной системы, если учесть, что сверхновые вспыхивают в нашей Галактике приблизительно раз в сто лет. Окончательные теоретические расчеты должны дать коэффициент, характеризующий величину перепроизводства, приблизительно равный 10.

Результаты, показанные на рис. 17, разочаровывают, если вы ожидали, что обилие в выброшенном веществе сверхновой Населения I, с массой  $25 M_{\odot}$ , связаны с солнечными распространенностями постоянным коэффициентом перепроизводства. Провал в распространенности элементов от серы до хрома очевиден. Вусли и Уивер<sup>38</sup> указали, что необходимо провести вычисления для других масс звезд и правильно проинтегрировать по распределению звезд по массам, которое меняется, грубо говоря, обратно пропорционально массе звезды. Вусли, Аксельрод и Уивер<sup>63</sup> обсуждают оценки распространенностей элементов, получаемые при взрывах звезд с массами в интервале от  $10 M_{\odot}$  до  $10^6 M_{\odot}$ . Они показывают, что звезды Населения III

с массой  $200 M_{\odot}$  дают достаточное количество серы, аргона и кальция, которое возможно компенсирует провал на рис. 17. Звезды Населения III — это массивные звезды с массами в интервале  $100 M_{\odot} < M < 300 M_{\odot}$ , которые, как полагают, образовались из водорода и гелия в начале истории Галактики и эволюционировали очень быстро. Так как обилие тяжелых

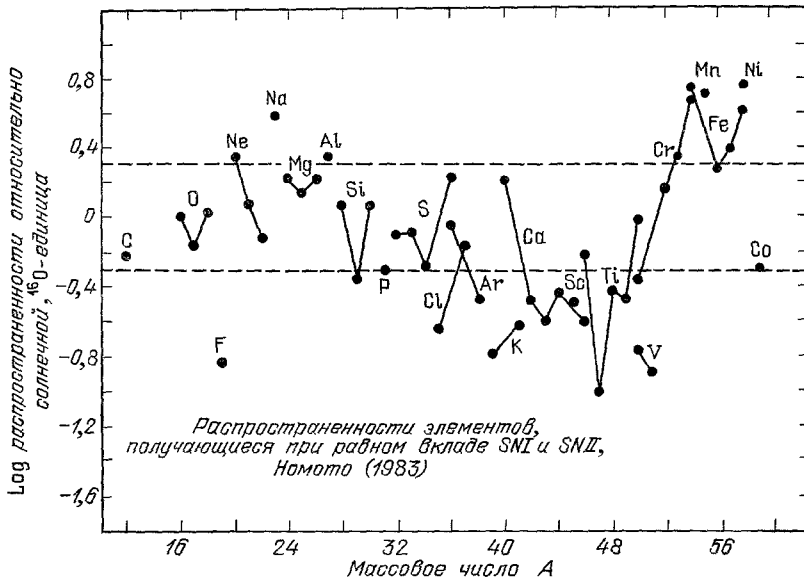


Рис. 18. Распространенности элементов относительно солнечных, получающиеся при равном вкладе типичных сверхновых I и II типа <sup>68</sup>. В качестве единицы взята распространенность <sup>16</sup>O

элементов в них было нулевым, у них нет аналогов ни среди формирующихся в настоящее время звезд Населения I, ни среди старых, маломассивных звезд Населения II.

Другие авторы предложили большое число решений проблемы, к которой относится рис. 17. Намото, Тилеманн и Уилер <sup>68</sup> рассчитали распространенность, получающуюся в углеродных дефлогационных моделях сверхновых

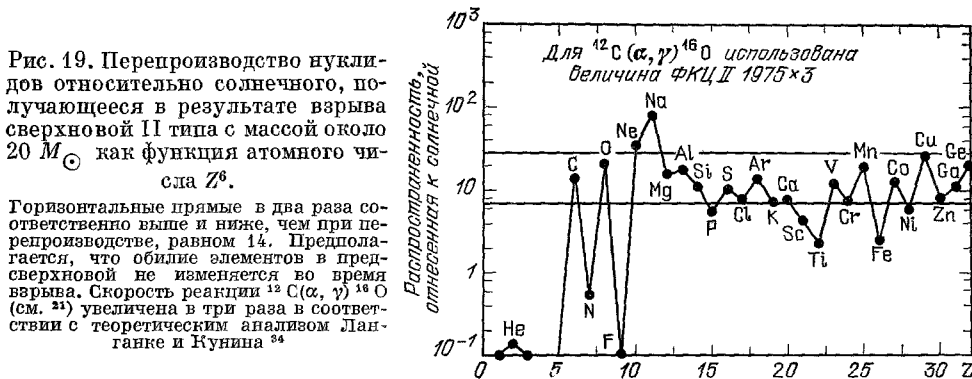


Рис. 19. Перепроизводство нуклидов относительно солнечного, получающегося в результате взрыва сверхновой II типа с массой около  $20 M_{\odot}$  как функция атомного числа  $Z^6$ .

Горизонтальные прямые в два раза соответственно выше и ниже, чем при перепроизводстве, равном 14. Предполагается, что обилие элементов в предсверхновой не изменяется во время взрыва. Скорость реакции  $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$  (см. <sup>21</sup>) увеличена в три раза в соответствии с теоретическим анализом Ланганке и Кунина <sup>24</sup>.

типа I. Складывая равные вклады сверхновых I и II типов, они получили зависимости, изображенные на рис. 18, которые можно считать в некотором смысле более подходящими, чем те, что изображены на рис. 17. С другой стороны Арнетт и Тилеманн <sup>69</sup> пересчитали квазистатический нуклеосинтез в предсверхновых с массой  $M \approx 20 M_{\odot}$ , используя для скорости реакции

$^{12}\text{C}$  ( $\alpha$ ,  $\gamma$ )  $^{16}\text{O}$  величину, в три раза большую, чем данную в работе <sup>21</sup>. Это кажется оправданным недавним анализом данных о реакции  $^{12}\text{C}$  ( $\alpha$ ,  $\gamma$ )  $^{16}\text{O}$  в <sup>34</sup>, как обсуждается в разделе 5. Затем они предположили, что взрывной нуклеосинтез не будет значительно изменять квазистатическую распространенность на рис. 19. Среднее значение коэффициента перепроизводства приблизительно равно 14 и отклонения от этой величины не превышают 2. Однако их предположение об отсутствии изменений во время взрыва и выброса остается под вопросом.

Я полагаю, что результаты, обсуждаемые в этом разделе, а также результаты, полученные многими другими авторами, дают надежду на возможность удовлетворительного ответа на вопрос, где и как образовались элементы от углерода до никеля. Увидим!

## 9. ИЗОТОПНЫЕ АНОМАЛИИ В МЕТЕОРИТАХ И НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ ДОКАЗАТЕЛЬСТВА ПРОДОЛЖАЮЩЕГОСЯ НУКЛЕОСИНТЕЗА

Почти десятилетие назад стало ясно, что нуклеосинтез происходил в Галактике вплоть до образования Солнечной системы или, по крайней мере, закончился за несколько миллионов лет до ее образования. Немногим более года назад стало ясно, что нуклеосинтез продолжается и до настоящего времени или, по крайней мере, закончился несколько миллионов лет назад. Распад радиоактивного  $^{26}\text{Al}$  ( $\bar{\tau} = 1,04 \cdot 10^6$  лет) является ключом к этим утверждениям, которые доставили большое удовлетворение большинству экспериментаторов, теоретиков и наблюдателей, работающих в области ядерной астрофизики. Необходимо отметить, что слово «ясно» требует определенных оговорок для некоторых исследователей, но как верующему «ясно» ясно для меня.

Аномалии изотопного состава в метеоритах, получающиеся в результате распада короткоживущих радиоактивных ядер, были впервые продемонстрированы в 1960 г. Рейнольдсом <sup>70</sup>, который обнаружил сильное обогащение  $^{129}\text{Xe}$  в метеорите Ричардсона. В 1961 г. Джеффри и Рейнольдс <sup>71</sup> показали, что в этом метеорите избыток  $^{129}\text{Xe}$  коррелирует с  $^{127}\text{I}$ , и тем доказали, что  $^{129}\text{Xe}$  образовался в результате распада *in situ*  $^{129}\text{I}$  ( $\bar{\tau} = 23 \cdot 10^6$  лет). Количественные результаты показывают, что отношение  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  порядка  $10^{-4}$  во время образования метеорита. Предполагая, что  $^{129}\text{I}$  и  $^{127}\text{I}$  образуются при нуклеосинтезе (наиболее вероятно в г-процессе) в Галактике с приблизительно равными распространенностями в течение  $\sim 10^{10}$  лет до образования Солнечной системы, и принимая во внимание, что выживает только  $^{129}\text{I}$ , образовавшийся за время порядка его времени жизни, Вассербург, Фаулер и Хойл <sup>72</sup> предположили, что между последним событием нуклеосинтеза, в котором образовался  $^{129}\text{I}$ , и его включением в метеориты в Солнечной системе существовал период свободного распада порядка или более  $10^8$  лет. В некоторых случаях, особенно в случае  $^{244}\text{Pu}$ , остаются доказательства существования такого периода, но вероятно не в истории образования  $^{129}\text{I}$  и других «коротко» живущих радиоактивных ядер, таких как  $^{26}\text{Al}$  и  $^{107}\text{Pd}$  ( $\bar{\tau} = 9,4 \cdot 10^6$  лет).

Достоверные метеоритные аномалии в  $^{26}\text{Mg}$ , получающиеся при распаде  $^{26}\text{Al}$ , в  $^{107}\text{Ag}$  при распаде  $^{107}\text{Pd}$ , в  $^{129}\text{Xe}$  при распаде  $^{129}\text{I}$  и в тяжелых изотопах Xe при делении  $^{244}\text{Pu}$  ( $\bar{\tau} = 117 \cdot 10^6$  лет; наблюдаются треки деления), так же как поиски в будущем аномалий в  $^{41}\text{K}$  от распада  $^{41}\text{Ca}$  ( $\bar{\tau} = 0,14 \cdot 10^6$  лет) и в  $^{60}\text{Ni}$  от распада  $^{60}\text{Fe}$  ( $\bar{\tau} = 0,43 \cdot 10^6$  лет), в  $^{53}\text{Cr}$  от распада  $^{53}\text{Mn}$  ( $\tau = 5,3 \cdot 10^6$  лет) и в  $^{142}\text{Nd}$  от распада  $^{146}\text{Sm}$  ( $\bar{\tau} = 149 \cdot 10^6$  лет,  $\alpha$ -распад) исчерпывающе обсуждаются моими коллегами Вассербургом и Папанастасио <sup>73</sup>. Исходя из наблюдений они поддерживают положение об *in situ* распаде, а мой бывший студент Д. Д. Клейтон <sup>74</sup> оспаривает это положение и считает,

что аномалии возникают в сохранившихся в метеоритах зернах межзвездного вещества, первоначально возникших при конденсации в расширяющихся и остывающих оболочках новых и сверхновых. Вассербург и Папанастасио <sup>73</sup> пишут на стр. 90: «Пока нет неопровержимых доказательств существования сохранившихся досолнечных зерен в Солнечной системе. Оказалось, что все из исследованных образцов были расплавленными или сконденсировались из газа, и вступали в химические реакции, образуя новые фазы». Со смешанным чувством я принимаю это.

Перед тем как обратиться к уточнению случая  $^{26}\text{Al}/^{26}\text{Mg}$ , удобно вернуться к обсуждению периода свободного распада, упомянутого выше. Отсутствие в метеоритах заметных аномалий в  $^{235}\text{U}$  от распада  $^{247}\text{Cm}$  ( $\bar{\tau} = 2,3 \cdot 10^6$  лет), как показано Ченом и Вассербургом <sup>75</sup>, соединенное с продемонстрированным существованием аномалий в тяжелых изотопах Хе в результате деления  $^{244}\text{Pu}$  ( $\bar{\tau} = 117 \cdot 10^6$  лет), что обсуждается, например, Барнеттом, Стапанианом и Джонсоном <sup>76</sup>, требует, чтобы период свободного распада был порядка нескольких единиц на  $10^8$  лет. Этот интервал измеряется от «последнего» в нуклеосинтезе события г-процесса (сверхновая?), в котором образовались актиниды Th, U, Pu, Cm и последующие элементы до «последнего» события нуклеосинтеза (новая?, сверхновая с бистротекучими г-процессами?), в котором образовались короткоживущие ядра  $^{26}\text{Al}$ ,  $^{107}\text{Pd}$  и  $^{129}\text{I}$  до возникновения Солнечной системы. Тот факт, что аномалии, получающиеся при распаде короткоживущих ядер, все имеют порядок  $10^{-4}$  относительно нормальной распространенности несмотря на широкий диапазон их средних времен жизни (от 1,04 до  $23 \cdot 10^6$  лет), указывает на то, что эти аномалии должны быть скорее результатом неоднородного перемешивания вещества с экзотическим химическим составом с большим количеством вещества с нормальным для Солнечной системы составом в течение короткого времени, чем результатом свободного распада. Эти выводы бросают несколько вызовов. На рис. 14 из работы <sup>73</sup> показана шкала времен образования пыли, дождя и града в ранней Солнечной системе, а также слипания в комки и, в конечном итоге, в земные планеты. Протосолнечная туманность была почти, но не полностью перемешана, когда она сколлапсировала с образованием Солнечной системы. Из данных по  $^{26}\text{Al}$  становится ясно, что время перемешивания до неоднородности, равной только одной части в  $10^8$  (см. далее), было порядка  $10^6$  лет.

Доказательства того, что  $^{26}\text{Al}$  присутствовал в межзвездном веществе протосолнечной туманности, которая сконденсировалась и сжалась, чтобы образовать исходное тело (планету в астероидном поясе?) метеорита Альенде, показаны на рис. 20, взятом с некоторыми изменениями из работы Ли, Папанастасио и Вассербурга <sup>77</sup>. Метеорит Альенде упал 8 февраля 1969 г. около Пуэблито де Альенде в Мексике. Он является углистым хондритом — типом метеорита, в котором, как думают, содержится первоначальное вещество Солнечной системы, *неизменявшееся с момента его затвердения*.

На рис. 20 изображена зависимость отношения  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  от отношения  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  в различных группах минералов (шпинель и т. п.) из богатого Са и Al включения, называемого WA, полученного из хондры метеорита Альенде. Будет ясно, что избыток  $^{26}\text{Mg}$  линейно коррелирует с количеством  $^{27}\text{Al}$  в минералах. Из того, что  $^{26}\text{Al}$  химически идентичен  $^{27}\text{Al}$ , можно заключить, что минералы, богатые  $^{27}\text{Al}$ , были вначале богаты и  $^{26}\text{Al}$ , который затем распался *in situ* и дал избыток  $^{26}\text{Mg}$ . Во время ранних стадий формирования Солнечной системы, когда WA включение сжалось, доля  $^{26}\text{Al}$  по отношению к  $^{27}\text{Al}$  составляла  $5 \cdot 10^{-5}$  в части протосолнечной туманности. Это включение сохранилось неизменным в течение 4,5 миллиардов лет, чтобы донести до нас свою историю. В других включениях метеорита Альенде или других метеоритов отношение  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  меняется от нуля до значения  $\sim 10^{-3}$  с характерным значением  $10^{-4}$ . Читатель отсылается к статье <sup>73</sup>, в которой содержатся богатые подробности истории и важная и значительная информация о результа-

тах, полученных в ядерной астрофизике без использования данных ускорителей.

Доказательство того, что в настоящее время  $^{26}\text{Al}$  присутствует в межзвездной среде, дано на рис. 21 из работы Махони, Линча, Уитона и Джекобсона<sup>73</sup>, моих коллег из Лаборатории реактивных двигателей (JPL) в Калтехе. На рис. 21 показан спектр гамма-излучения, наблюдавшегося в интервале от

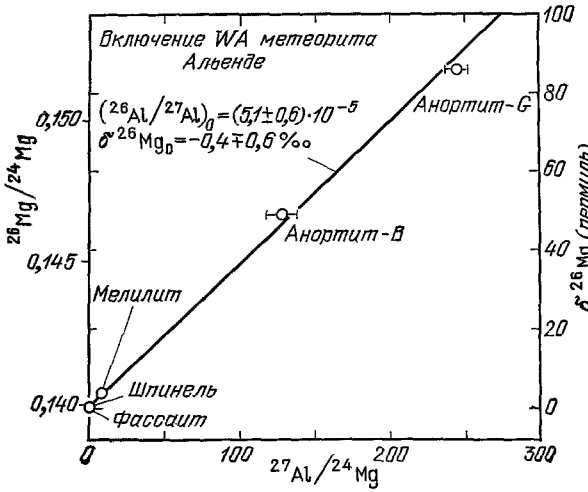


Рис. 20. Свидетельство in situ распада  $^{26}\text{Al}$  в различных минералах во включениях WA в метеорите Альенде<sup>77</sup>  
Из линейной связи между  $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$  и  $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$  следует, что  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} = (5,1 \pm 0,6) \cdot 10^{-5}$  во время образования включения. Предполагается, что химические свойства  $^{26}\text{Al}$  и  $^{27}\text{Al}$  идентичны

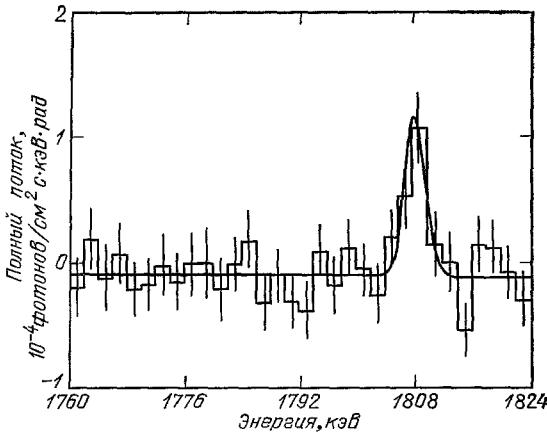


Рис. 21. Данные Астрофизической обсерватории высоких энергий (HEAO 3) по  $\gamma$ -излучению от экваториальной плоскости Галактики<sup>78</sup> в интервале энергий от 1760 до 1824 КэВ. Линия при 1809 кэВ идентифицирована как происходящая при распаде радиоактивного  $^{26}\text{Al}$  ( $\bar{\tau} = 1,04 \times 10^6$  лет) в возбужденное состояние  $^{26}\text{Mg}$  с этой энергией

1760 до 1824 КэВ приборами, находившимися на борту Астрономической обсерватории высоких энергий (HEAO 3), которая исследовала диффузное гамма-излучение от экваториальной плоскости Галактики.

Линия при 1809 кэВ, измеренная со значимостью около пяти стандартных отклонений, бесспорно обязана переходу между первым возбужденным уровнем  $^{26}\text{Mg}$  при 1809 КэВ и его основным состоянием. Радиоактивный  $^{26}\text{Al}$  распадается в результате реакции  $^{26}\text{Al} (e^+\nu) ^{26}\text{Mg}^* (\gamma) ^{26}\text{Mg}$  на возбужденное состояние  $^{26}\text{Mg}^*$ . Затем происходит переход в основное состояние. Этот гамма-переход ясно показывает, что в настоящее время в межзвездной среде в экваториальной плоскости Галактики присутствует  $^{26}\text{Al}$ . Зная среднее время жизни  $^{26}\text{Al}$  ( $1,04 \cdot 10^6$  лет), можно показать, что он образовался не раньше, чем несколько миллионов лет назад, и возможно образуется и сейчас. Утверждение о том, что сейчас в Галактике продолжается нуклеосинтез, не является большим преувеличением. Количественные наблюдения показывают, что в межзвездной среде отношение  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \sim 10^{-5}$ . Эта величина усреднена по



Галактической плоскости. Усредненное значение отношения  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  было возможно таким же, когда формировалась Солнечная система, но вариации отношения  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  в различных метеоритных включениях показывают, что в протосолнечной туманности это отношение изменялось в широком диапазоне от нуля до  $10^{-3}$ .

Немедленно возникает вопрос, где происходит синтез  $^{26}\text{Al}$ ? Со времени подготовки статьи <sup>52</sup> я был убежден в том, что нельзя синтезировать  $^{26}\text{Al}$  в сверхновых при высоких температурах, когда нейтроны обильно образуются вследствие ожидаемого большого сечения реакции  $^{26}\text{Al} (n, p) ^{26}\text{Mg}$ . Это ожидание было порождено результатами исследования обратной реакции  $^{26}\text{Mg} (p, n) ^{26}\text{Al}$  в Каллоггской лаборатории Скелтоном, Каванах и Саргудом <sup>79</sup>.

Рис. 22 взят из рисунка 1а этих авторов. Он демонстрирует все изящество измерений с высоким разрешением в ядерной астрофизике. До тех пор, пока можно будет бомбардировать нейтронами мишени из  $^{26}\text{Al}$ , недавно ставшие доступными, необходимо сопроводить лабораторные исследования реакции  $^{26}\text{Mg} (p, n) ^{26}\text{Al}$ , по необходимости включающей основное состояние  $^{26}\text{Mg}$ , теоретическими вычислениями, принимающими во внимание возбужденное состояние  $^{26}\text{Mg}^* ^{23}$ . Это необходимо делать для того чтобы вычислить скорость реакции  $^{26}\text{Al} (n, p) ^{26}\text{Mg}$  в звездах. Почти нет сомнений в том, что эта скорость будет действительно очень большой.

В статьях <sup>74</sup>, <sup>78</sup> и в статье Арнольда и др. <sup>80</sup> предполагается, что  $^{26}\text{Al}$  образуется в новых. Это вполне резонно на основании объяснения нуклеосинтеза в новых, обсуждавшегося в статье Трурана <sup>81</sup>. В современных моделях новых водород второй звезды в двойной системе аккрецируется на белый карлик до тех пор, пока не начинается тепловая вспышка, включающая быстрый CN-цикл. Подобным образом быстрый MgAl-цикл может иметь место с образованием отношения  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al} \geq 1$ , как показано на рис. 9 работы <sup>52</sup>. Недавние экспериментальные измерения, цитируемые в статье <sup>52</sup>, подтверждают этот вывод. Клейтон <sup>74</sup> утверждает, что около 40 новых, образующихся ежегодно в галактическом диске, могут дать наблюдаемое отношение  $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$  в среднем порядке  $10^{-5}$ . Он предполагает, что каждая новая выбрасывает  $10^{-4} M_{\odot}$  вещества, содержащего долю  $^{26}\text{Al}$ , равную  $3 \cdot 10^{-4}$ .

Другой возможный источник  $^{26}\text{Al}$  — это реакции скалывания, вызванные облучением протопланетного вещества протонами высоких энергий, генерируемыми молодым солнцем в то время, когда оно приближалось к главной последовательности. Эта возможность обсуждалась очень давно Фуллером, Гринстейном и Хойлом <sup>82</sup>, которые пытались получить D, Li, Be и V. Но этот способ требует настолько больших первичных протонных и вторичных нейтронных потоков, что многие особенности кривой распространенности в Солнечной системе должны были существенно измениться. Более разумная версия сценария была представлена Ли <sup>83</sup>, но без заметного успеха. Мне кажется трудным поверить, что раннее облучение привело к возникновению

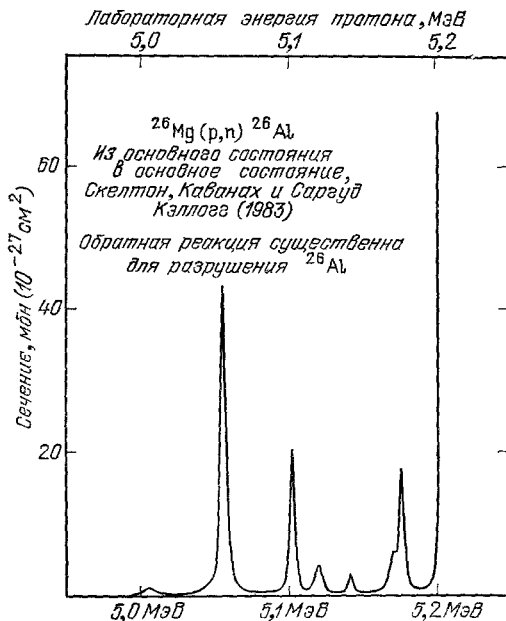


Рис. 22. Зависимость сечения в мбн от энергии протона в лабораторной системе для реакции  $^{26}\text{Mg} (p, n) ^{26}\text{Al}$  в основном состоянии <sup>79</sup>

аномалий в метеоритах.  $^{26}\text{Al}$  в межзвездной среде, конечно, не мог образоваться таким путем.

В метеоритах при сравнении с нормальным солнечным веществом были найдены аномалии в распространенности стабильных изотопов многих элементов: O, Ne, Mg, Ca, Ti, Kr, Sr, Xe, Ba, Nd и Sm. Возможность того, что аномалия обилия кислорода по своей природе не является ядерной, была выдвинута Тименсом и Хайденрейхом <sup>84</sup>, но аномалии обилия остающихся элементов связаны с ядерными процессами.

Одним из примеров служит сопровождаемый  $\beta$ -распадом процесс захвата нейтрона ( $n\beta$ ), изученный Сандлером, Куниным и Фаулером <sup>85</sup>. Затравочными ядрами являются ядра от Si до Sr с нормальной солнечной распространенностью. Когда этот процесс происходит в течение  $\approx 10^3$  с при плотности нейтронов  $\approx 10^7$  моль  $\cdot$  см<sup>-3</sup>, малые добавки ( $\leq 10^{-4}$ ) образовавшегося экзотического вещества важны для объяснения аномалий обилия изотопов Ca и Ti, обнаруженных во включение ЕК-1-4-1 метеорита Альенде Нидерером, Папанастасио и Вассербургом <sup>86</sup>. Аномалии распространенности стабильных изотопов и короткоживущих радиоактивных ядер — величины одного порядка. Этот факт подтверждает ту точку зрения, что протосолнечная туманность была неоднородна и не полностью перемешана с областями, содержащими экзотические вещества, с долей  $10^{-4}$  или больше от нормального вещества.

Для аномалий обилия ядер  $^{46}\text{Ca}$  и  $^{49}\text{Ti}$  в ЕК-1-4-1 было получено согласие только в результате увеличения в 10 раз теоретического значения сечения Хаузера — Фешбаха для  $^{46}\text{K}$  ( $n, \gamma$ ) и  $^{49}\text{Ca}$  ( $n, \gamma$ ) вследствие вероятного теплового резонанса как раз над порогом в составных ядрах  $^{47}\text{K}$  и  $^{50}\text{Ca}$ , соответственно. В отчете ЦЕРНа, который впоследствии стал доступен, Хак и др. <sup>87</sup> сообщили о существовании возбужденного состояния  $^{50}\text{Ca}$ , как раз на 0,16 МэВ выше порога реакции  $^{49}\text{Ca}$  ( $n, \gamma$ ), которое может достигаться при захвате S-волновых нейтронов и удовлетворяет требованиям статьи <sup>85</sup>.

В работе <sup>85</sup> предположено, что время протекания реакции  $\approx 10^3$  сек определяется средним временем жизни ядра  $^{13}\text{N}$  ( $\bar{\tau} = 862$  сек), полученного в реакции  $^{12}\text{C}$  ( $p, \gamma$ )  $^{13}\text{N}$ , когда струя водорода неожиданно попадает в горящую гелиевую оболочку красного гиганта, где достаточное количество  $^{12}\text{C}$  образуется в результате  $3\alpha \rightarrow ^{12}\text{C}$  процесса. За бета-распадом  $^{13}\text{N}$  ( $e^+\nu$ )  $^{13}\text{C}$  следует реакция  $^{13}\text{C}$  ( $\alpha, n$ )  $^{16}\text{O}$ , являющаяся источником нейтронов. Все это очень интересно, если верно. Более того, в статье <sup>85</sup> предсказаны ожидаемые аномалии изотопного состава хрома. Сейчас делаются попытки измерить их. Опять увидим!

#### 10. НАБЛЮДАТЕЛЬНЫЕ СВИДЕТЕЛЬСТВА НУКЛЕОСИНТЕЗА В СВЕРХНОВЫХ

В течение нескольких лет велась значительная полемика об определении распространенности элементов в галактических остатках сверхновых по наблюдениям в оптическом диапазоне. По моему, наиболее убедительные данные о нуклеосинтезе в сверхновых дают Шевалье и Киришер <sup>88</sup>, которые получили количественную спектральную информацию для нескольких быстро движущихся узлов в остатке сверхновой Кассиопея А (приблизительно датированной 1659 г., хотя в это время сверхновая не наблюдалась). Считается, что узлы являются веществом, выброшенным из различных слоев первоначальной звезды при сильно асимметричном, несферическом взрыве. В одном узле, обозначаемом КВЗЗ, наблюдались следующие величины отношений, которые обозначены квадратными скобками, отнесенных к солнечным значениям:  $[\text{S}/\text{O}] = 61$ ,  $[\text{Ar}/\text{O}] = 55$ ,  $[\text{Ca}/\text{O}] = 59$ . Совершенно ясно, что вследствие горения кислорода до элементов группы кремния в слое, в котором образовался КВЗЗ, содержание кислорода уменьшено, а содержание элементов группы кремния увеличено. Другие узлы и другие особенности, называемые

волокнами, демонстрируют различные картины распространенности, хотя и не так легко интерпретируемые. Отсюда следует мораль для специалистов, занимающихся моделированием взрывов сверхновых: сферически-симметричный взрыв сверхновой легче всего рассчитать, но он не имеет отношения к реальности. По общему признанию у этих специалистов есть хороший ответ на это: достаточно дорого считать даже сферически-симметричные модели. Конечно, они правы.

Капиталовложения НАСА в создание Астрономической обсерватории высоких энергий (HEAO2), которая сейчас называется Эйнштейновской

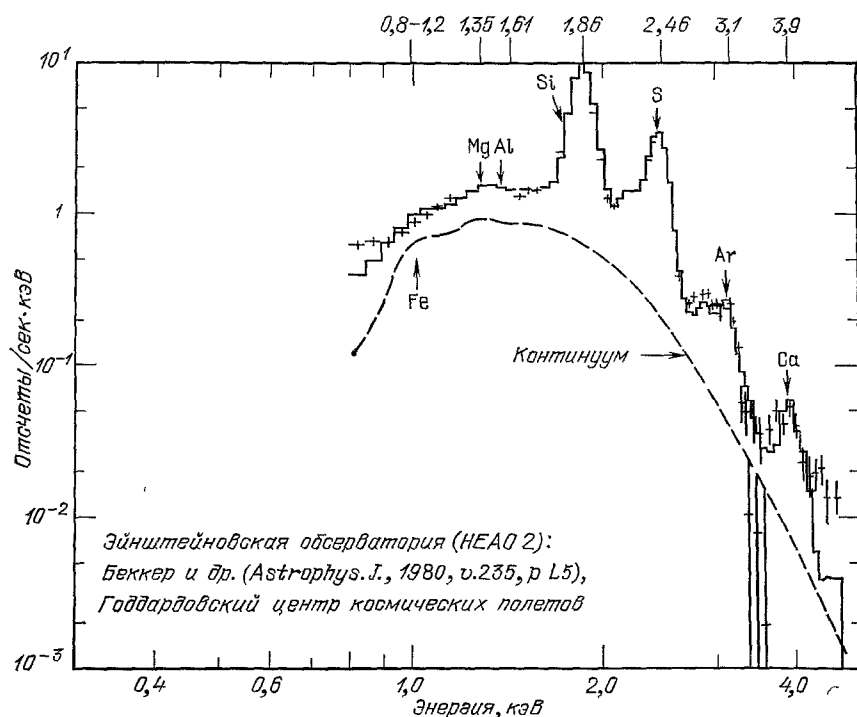


Рис. 23. Данные Эйнштейновской Обсерватории (HEAO 2) по рентгеновому спектру остатка сверхновой Тихо Браге <sup>89</sup>

Обсерваторией, оправдались на удивление полностью. Канисарес и Уинклер <sup>127</sup>, используя кристаллический спектрометр на борту Эйнштейновской Обсерватории, проанализировали рентгеновский спектр Кормы А в интервале от 0,5 до 1,1 кэВ. Полученные ими распространенности согласуются с выбросом из сверхновой II типа с массой  $M \geq 25 M_{\odot}$   $3M_{\odot}$  кислорода и  $1 M_{\odot}$  неона и последующим перемешиванием со  $150 M_{\odot}$  межзвездного вещества.

С помощью этого спутника Беккер и др. <sup>89</sup> наблюдали излучение остатка сверхновой Тихо Браге (1572) в рентгеновском диапазоне от 1 до 4 кэВ. Спектр этого излучения показан на рис. 23. Рентгеновский спектр намного проще оптического. Для меня удивительно, что наблюдения на спутнике показывают К-линию рентгеновского излучения Si, S, Ar и Ca как раз там, где она должна быть согласно справочнику по химии и физике. Подобные наблюдения не столь легки, как в земных лабораториях. Шалл <sup>90</sup> использовал односкоростную модель ударной волны от сверхновой без ионизационного равновесия для вычисления распространенности элементов в остатке Тихо Браге. Он нашел, что по отношению к солнечным распространенности

элементов, обозначенные квадратными скобками, равны

$$[\text{Si}] = 7,6, \quad [\text{S}] = 6,5, \quad [\text{Ar}] = 3,2, \quad [\text{Cd}] = 2,6.$$

Со значительно большей неопределенностью он дает  $[\text{Mg}] = 2,0$  и  $[\text{Fe}] = 2,1$ . Он нашел, что в остатке сверхновой Кеплера (1604) и в Кассиопее А превышения обилия различны. Еще один урок для специалистов, занимающихся моделями сверхновых: нет двух похожих сверхновых. Нуклеосинтез в сверхновой зависит от ее начальной массы, вращения, потерь массы во время стадии красного гиганта, степени симметрии взрыва, начального содержания тяжелых элементов и возможно от других факторов. Если не принимать во внимание эти детали, то кажется ясным, что в сверхновой увеличивается

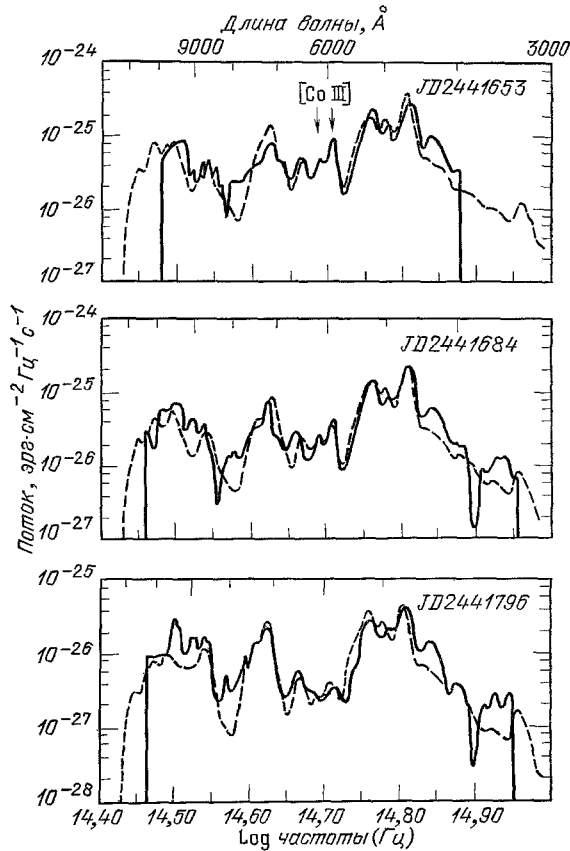


Рис. 24. Анализ Аксельрода <sup>24</sup> двух эмиссионных линий Co III в излучении SN 1972e.

Данные наблюдений соответствуют 233, 264 и 376 дням после дня JD 2441420, в который начался взрыв сверхновой. Среднее время жизни <sup>56</sup>Co равно 114 дням. Линия CoIII, по-видимому, соответствует излучению радиоактивного <sup>56</sup>Co

обилие элементов до железа и возможно за ним. Для регистрации намного более редких элементов за железом потребуются более чувствительные рентгеновские детекторы, действующие при более высоких энергиях. Ядерные осколки сверхновых в конечном счете обогащают межзвездное вещество, из которого образуются последующие поколения звезд. Становится все более ясным, что новые тоже обогащают межзвездную среду. Разделение этих двух вкладов представляет собой интересную проблему для проводимых в настоящее время исследований во всех областях ядерной астрофизики.

При взрывном горении кремния в оболочке сверхновой, вне коллапсирующего ядра, но в непосредственной близости от него, в основном образуется <sup>56</sup>Ni, как показано на рис. 17. Общепринято, что начальным источником энергии для кривых блеска сверхновой I типа является захват электрона ядром <sup>56</sup>Ni ( $\bar{\tau} = 8,80$  дней) с образованием возбужденного состояния <sup>56</sup>Co при 1,720 МэВ с последующими переходами на основное состояние с излу-

чением гамма-лучей. Это  $\gamma$ -излучение поглощается и дает энергию для сброса оболочки. Следующим источником энергии является электронный захват и испускание позитрона ядром  $^{56}\text{Co}$  ( $\bar{\tau} = 114$  дней) с образованием нескольких возбужденных состояний  $^{56}\text{Fe}$  и с переходом каскадами на стабильное основное состояние  $^{56}\text{Fe}$  с излучением гамма-квантов. И позитроны, и гамма-лучи нагревают выбрасываемое вещество. Если  $^{56}\text{Co}$  является источником энергии, то должны быть особенности в спектре, свидетельствующие о наличии кобальта в недавно обнаруженной сверхновой I типа, так как ее время

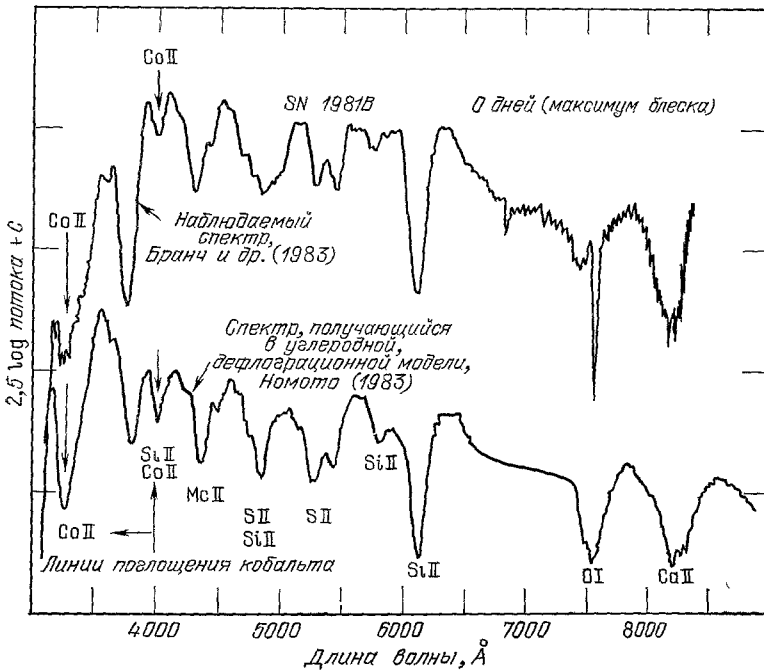


Рис. 25. Вверху: анализ Бранча и др.<sup>93</sup> спектра поглощения SN 1981b в максимуме блеска, показывающий особенности линий поглощения CoII; внизу: сравнение наблюдаемого спектра со спектром, получающимся в модели дефлаграционного горения углерода в сверхновой I типа в соответствии с работами Номото<sup>67</sup>

жизни достаточно велико для подобных наблюдений после ее обнаружения. Кобальт наблюдался! Аксельрод<sup>91</sup> исследовал оптические спектры SN 1972 e, полученные Киршнером и Оке<sup>92</sup>. На рис. 24 показаны спектры, полученные на 233, 264 и 376 дни после Юлианского дня 2441420, в который случился взрыв сверхновой. Аксельрод отнес к CoIII две эмиссионные линии с длиной волны около 6000 Å ( $\log v = 14,7$ ). Они хорошо видны на 233 и 265 дни, но едва различны на 376 день (приблизительно спустя время  $\bar{\tau}$ ). Исчезновение линий находится в разумном согласии со средним временем жизни  $^{56}\text{Co}$ .

Бранч и др.<sup>93</sup> изучили спектры поглощения во время первых ста дней существования сверхновой SN 1981b. Их результаты, соответствующие максимуму блеска, показаны на верхней кривой рис. 25. Используя углеродную дефлаграционную модель Номото<sup>67</sup> сверхновой I типа, Бранч<sup>94</sup> рассчитал спектр, который показан на нижней кривой рис. 25. Глубокие линии поглощения CoII ясно видны около 3300 Å и 4000 Å.

Мой вывод: существуют реальные свидетельства нуклеосинтеза элементов при горении в сверхновых водорода и кремния. Роль процессов захвата нейтронов в сверхновой будет рассмотрена в следующем разделе.

## 11. ПРОЦЕССЫ ЗАХВАТА НЕЙТРОНОВ ПРИ НУКЛЕОСИНТЕЗЕ

В первом разделе при описании ранней истории развития ядерной астрофизики обсуждалась необходимость двух процессов захвата нейтронов для нуклеосинтеза ядер с  $A \geq 60$ . Эти два процесса были обозначены, как s-процесс, когда захват нейтрона происходит медленнее (slow — s), чем бета-распад, и r-процесс, когда захват нейтрона происходит быстрее (rapid — r), чем бета-распад, в последовательности процессов.

Часто происходит так, что для заданного элемента более тяжелые изотопы не образуются в s-процессе. Они являются результатом только r-процесса.

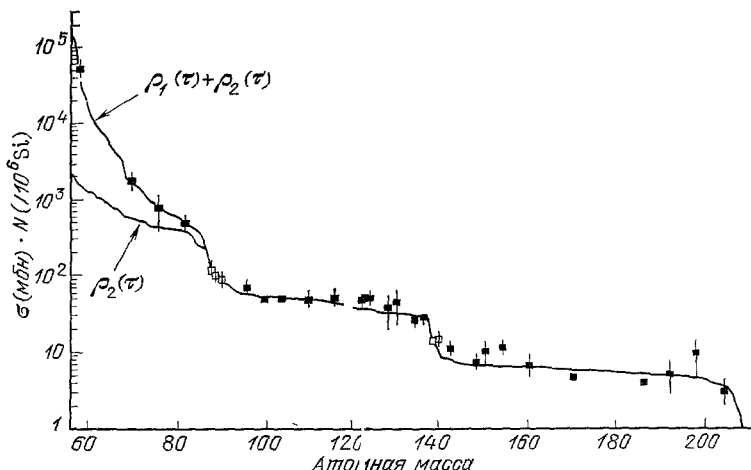


Рис. 26. Зависимость от атомной массы сечения захвата нейтрона при 30 кэВ в мби, умноженного на солнечные распространенности, взятые относительно  $\text{Si}=10^6$ , для ядер, образующихся в s-процессе <sup>99</sup>

Приведены результаты теоретических вычислений для одного экспоненциального распределения по времени ( $\tau$ ) облучения нейтронами  $\rho_2(\tau)$  и для двух таких распределений  $\rho_1(\tau) + \rho_2(\tau)$

В этом случае они обозначаются «r-only». Легкие изотопы в r-процессе часто экранируются более богатыми нейтронами стабильными изобарами и образуются только в s-процессе. Тогда они обозначаются «s-only». Наиболее легкие изотопы часто очень редки, так как они не образуются ни в r-, ни в s-процессах, а, по-видимому, образуются в так называемом p-процессе. p-процесс включает образование и захват позитрона, захват протона, фоторождение нейтрона и/или (p, n)-реакции. Этот процесс в дальнейшем обсуждаться не будет. Отсылаем читателя к работе Одуза и Вокулера <sup>95</sup>. Десять стабильных изотопов олова часто служат иллюстрацией действия s-, r- и p-процессов. Отсылаем читателя к рис. 10 и 11 первой работы в списке статей Фаулера <sup>96</sup>.

Приятно отметить, что s-процесс имеет наиболее ясное феноменологическое обоснование среди всех процессов нуклеосинтеза. Это прямой результат согласия между обилием нуклидов, образовавшихся в s-процессах, впервые описанного Сигером, Фаулером и Клейтоном <sup>97</sup>, с сериями прекрасных измерений сечений захвата нейтронов в интервале от 1 до 100 кэВ, выполненными группой исследователей под руководством Маклина и Гиббонса <sup>98</sup> в Окриджской Национальной лаборатории.

Это согласие проиллюстрировано на рис. 26, на котором показано произведение сечения захвата нейтрона ( $\sigma$ ) при 30 кэВ и распространенности нуклидов ( $N$ ), образующихся в s-процессе, как функция атомной массы для «s-only» ядер и ядер, образующихся в основном в s-процессе. Нетрудно понять, что в первом приближении произведение  $\sigma N$  должно быть постоянно при синтезе в s-процессе. Распространенность ядер с малым (большим) сече-

нием захвата нейтронов должна быть большой (малой), чтобы обеспечить непрерывность  $s$ -процесса. Рис. 26 демонстрирует эти плато от  $A = 90$  до 140 и от  $A = 140$  до 206. Аномальное поведение при  $A < 80$  обсуждается в работе Альмейды и Каппелера<sup>99</sup>, из которой взят рис. 26.

Оболочечная структура ядра приводит к возникновению резких изломов, показанных на рис. 26, при  $A \sim 84$ ,  $A \sim 138$  и  $A \sim 208$ , которые соответствуют пикам распространенности элементов, образующихся в  $s$ -процессе, на рис. 2. При этих значениях  $A$  числа нейтронов являются «магическими»,  $N = 50, 82$  и  $126$ . При этих «магических» числах сечения захвата нейтронов в новые нейтронные оболочки очень малы. При конечных потоках нейтронов произведение  $\sigma N$  должно падать до нового плато как раз там, где наблюдается. Количественное объяснение этого эффекта было дано Ульрихом<sup>100</sup> и Клейтоном и Уордом<sup>101</sup>.

Где происходят  $s$ -процессы и каков источник нейтронов? Очень убедительный ответ был дан Ибеном<sup>102</sup>, состоящий в том, что  $s$ -процесс идет при горении гелиевой оболочки пульсирующего красного гиганта, а источник нейтронов — реакция  $^{22}\text{Ne} (\alpha, n) ^{25}\text{Mg}$ . Его критиковали Альмейда и Каппелер<sup>99</sup> и Труран<sup>103</sup>. Последний оставляет возможность того, что источником нейтронов является реакция  $^{13}\text{C} (\alpha, n) ^{16}\text{O}$ .

Обратимся теперь к  $r$ -процессу. Этот процесс обычно рассматривается с помощью так называемого метода «ждущей точки» статьи Б<sup>2</sup> ФХ<sup>18</sup>. В условиях взрыва большой поток нейтронов перемещает ядра в богатую нейтронами область долины стабильности, где в зависимости от температуры достигается равновесие между  $(n, \gamma)$ - и  $(\gamma, n)$ -реакциями. Ядра ждут в этой точке, пока электронный бета-распад не превратит нейтроны в ядрах в протоны. Затем может происходить дальнейший захват нейтронов. При прекращении  $r$ -процесса богатые нейтронами ядра распадаются до их стабильных изобар. Прежде всего это означает, что будет приблизительно постоянным произведение распространенности ядра, образовавшегося в  $r$ -процессе, на скорость электронного бета-распада богатого нейтронами его исходного изобара, тоже образовавшегося в  $r$ -процессе. В богатых нейтронами исходных частицах при «магических» числах нейтронов бета-распад должен по необходимости открыться заполненную нейтронами оболочку при превращении нейтрона в протон. В этом случае скорость процесса будет относительно невелика. Соответственно, обилие исходных частиц с  $N = 50, 82$  и  $126$  будет велико. В этом случае число протонов будет меньше, чем в соответствующем ядре с «магическим» числом нейтронов, образовавшемся в  $s$ -процессе. Отсюда следует, что стабильные дочерние изобары будут иметь меньшие массовые числа, и это действительно так. Пики распространенности ядер, образовавшихся в  $r$ -процессе, при  $A \sim 80$ ,  $A \sim 130$  и  $A \sim 195$  ниже соответствующих пиков распространенности нуклидов, образовавшихся в  $s$ -процессах, как видно из рис. 2.

Феноменологическая теория, объясняющая связь обилия ядер, образовавшихся в  $r$ -процессе, со скоростью бета-распада была разработана Беккером и Фаулером<sup>104</sup>. Рис. 13 первой из работ ссылки<sup>96</sup> является подробной иллюстрацией согласия между солнечной распространенностью нуклидов, образованных в  $r$ -процессе, и теорией. Эта теория слишком феноменологична, чтобы удовлетворять критическим настроениям ядерных астрофизиков. Они хотят знать, где возникает сильный поток нейтронов, требующийся для нуклеосинтеза в  $r$ -процессах, и подробности того, как происходит  $r$ -процесс для ядер вдали от линии бета-стабильности.

В настоящее время существует общая уверенность в том, что приближение «ждущей точки» не может всего объяснить и должно быть заменено расчетом динамики  $r$ -процесса при учете простых зависимостей скоростей  $\beta$ -распада и  $(n, \gamma)$ -,  $(\gamma, n)$ -реакций от изменяющихся со временем температуры и потока нейтронов. Шрамм<sup>105</sup> обсуждал некоторые детали таких расчетов и подчеркнул, что эффекты неравновесности особенно важны во время заморажи-

вания в конце  $\gamma$ -процесса, когда температура падает, а нейтронный поток уменьшается до нуля. Простые динамические вычисления были проведены Блэйком и Шраммом<sup>106</sup> для процесса, который они обозначили как  $n$ -процесс, и Сандлером, Фаулером и Куниным<sup>85</sup> для их  $n\beta$ -процесса, обсуждаемого в разделе 9. Наиболее многообещающие вычисления были выполнены Камероном, Кованом и Трураном<sup>107</sup>. Эта статья содержит ссылку на предыдущие геркулесовы усилия авторов в вычислениях динамики  $\gamma$ -процесса. Пример их результатов приведен на рис. 27. Авторы подчеркивают, что у них не

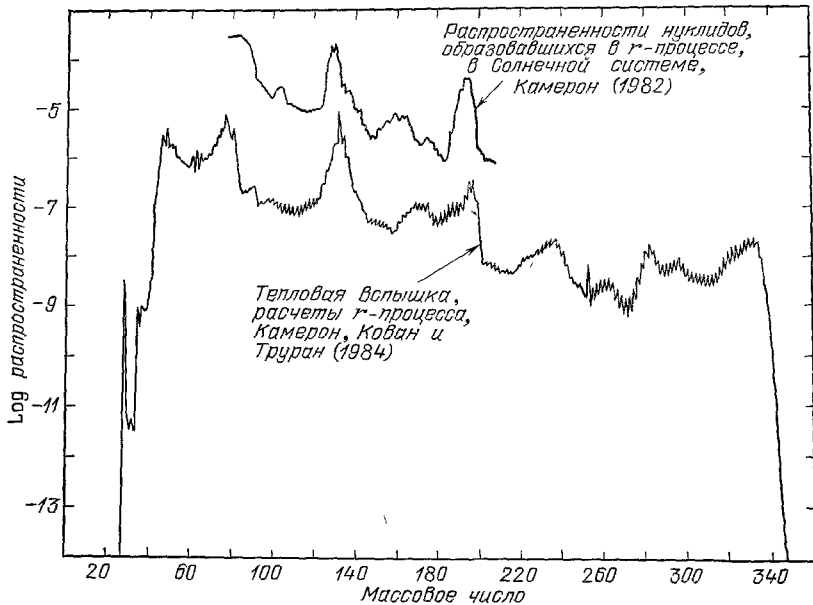


Рис. 27. Зависимость распространенностей, получающихся в  $\gamma$ -процессе, в модели тепловой вспышки, как функция массового числа<sup>107</sup> — нижняя кривая, сравнивается с солнечными распространенностями нуклидов, образовавшихся в  $\gamma$ -процессе — верхняя кривая<sup>3</sup>

было возможности найти приемлемый астрофизический сценарий для получения физических условий, требующихся для рис. 27. Несмотря на это я убежден, что они на правильном пути к окончательному пониманию динамики и места действия  $\gamma$ -процесса.

Было сделано много предположений о возможных местах действия  $\gamma$ -процесса. Почти всегда предполагалось, что  $\gamma$ -процесс происходит во время взрывов сверхновых, когда выполняется требование больших потоков нейтронов в течение короткого промежутка времени. Эти предположения обсуждаются в работах Шрамма<sup>105</sup> и Трурана<sup>103</sup>. По моему мнению, наиболее обещающим является  $\gamma$ -процесс при тепловой вспышке в гелиевом ядре, рассмотренный Камероном, Кованом и Трураном<sup>107</sup>. Эти авторы не считают реакцию  $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$  источником нейтронного потока. На рис. 27 показаны их подробные результаты, основанные на реакции  $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ , как источнике нейтронов. Они начинают со звезды, состоящей из вещества с таким же распределением обилия тяжелых элементов как и в Солнечной системе, но с меньшим общим количеством. Они предполагают значительное количество  $^{13}\text{C}$  в гелиевом ядре после выгорания водорода. Этот  $^{13}\text{C}$  образовался при попадании водорода в наполовину сгоревшее в  $^{12}\text{C}$  гелиевое ядро. На рис. 27 предположено, что обилие  $^{13}\text{C}$  составляет 14,3% по массе, плотность равна  $10^6 \text{ г}\cdot\text{см}^{-3}$ . А температура, вначале равная  $1,6 \cdot 10^8 \text{ К}$ , увеличивается в результате медленного горения до конечного максимального значения  $3,6 \cdot 10^8 \text{ К}$ . Электроны в ядре сначала вырождены, но рост температуры делает их невырожденными,



приводя к тепловой вспышке с расширением и последующим остыванием ядра звезды. Это событие — вторая по счету вспышка горения гелия в истории ядра звезды. Если это имеет место, то только малое количество вещества, образовавшегося в г-процессе, нужно выбросить в межзвездную среду, чтобы внести необходимый вклад в солнечную распространенность нуклидов. Я верю в то, что будет найдено реалистическое астрофизическое место для осуществления тепловой вспышки, возможно с различными начальными условиями. Я надеюсь на это.

## 12. ЯДЕРНАЯ КОСМОХРОНОЛОГИЯ

Вооруженные своими вычислениями обилия долгоживущих первых членов природных радиоактивных рядов  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$  и отсюда следующим обилием этих элементов в Солнечной системе Б<sup>2</sup>ФХ<sup>18</sup> смогли определить длительность г-процессов нуклеосинтеза с его начала в первых звездах Галактики до последних событий, предшествующих образованию Солнечной системы. Главная цель первоначально была сформулирована Резерфордом<sup>108</sup>. Б<sup>2</sup>ФХ значительно продвинулись вперед, учтя вклады в распространенность долгоживущих «песочных часов вечности» от распада их короткоживущих исходных элементов, которые тоже образовались в г-процессе. Первые члены природных радиоактивных рядов с их средними временами жизни:  $^{232}\text{Th}$  —  $20,0 \cdot 10^9$  лет,  $^{238}\text{U}$  —  $6,51 \cdot 10^9$  лет,  $^{235}\text{U}$  —  $1,03 \cdot 10^9$  лет, действительно являются прекрасными «песочными часами вечности». Аналогия с *песочными часами* достаточно хороша: песком на вершине *песочных часов* являются исходные радиоактивные изотопы, на дне — дочерние. Аналогия неверна в том случае, когда в *песочных часах* вечности «песок» (Th, U) добавляется или убирается с вершины или со дна вследствие нуклеосинтеза (производство в звездах) или астрации (разрушение в звездах). Правильно сформулированная система дифференциальных уравнений может помочь в этом случае.

Используемые распространенности — это наблюдаемые в метеоритах, которые предполагаются изолированными системами с момента их образования, как предполагалось, 4,55 миллиарда лет назад. Было необходимо внести поправки на свободный распад в течение этого времени, чтобы получить распространенность элементов для сравнения с вычислениями, основанными на образовании ядер в г-процессе и распаде в течение длительности нуклеосинтеза в Галактике до того, как метеориты стали изолированными системами. К счастью, отношения обилия  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$  и  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  нас удовлетворяли, в то время как их абсолютное обилие не могло и все еще не может быть вычислено с необходимой точностью. Для вычислений требуется только отношение Th/U в метеоритах, в то время как отношение изотопов  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  предполагается одинаковым для метеоритных и земных образцов. В последние годы в рамках программы «Аполлон» были получены лунные данные в дополнение к земным и метеоритным.

Б<sup>2</sup>ФХ<sup>18</sup> рассмотрели несколько возможных моделей, одна из которых предполагала нуклеосинтез в г-процессе, *однородный* во времени и с произвольным временным интервалом между вкладом последнего события г-процесса в вещество протосолнечной туманности и изоляцией метеоритных систем. Нулевое значение этого временного интервала означает, что образование урана началось 18 миллиардов лет назад. Если этот временной интервал берется равным 0,5 миллиардов лет, то образование урана началось 11,5 миллиардов лет назад. Эти величины находятся в поразительном, если оно не случайное, согласии с известными значениями.

Сейчас подходящий момент отметить, что ядерная космохронология дает при дополнительных предположениях оценку возраста расширяющейся Вселенной, полностью независимую от астрономических наблюдений красного смещения далеких галактик. Предположения, упомянутые в предыдущем высказывании, состоят в том, что г-процесс начался вскоре, меньше чем через

миллиард лет, после образования Галактики, а Галактика образовалась вскоре, менее чем через миллиард лет после образования Вселенной при «Большом взрыве». Добавление величины порядка миллиарда лет к началу действия  $r$ -процесса нуклеосинтеза дает независимое значение возраста или времени, протекшего с начала расширения Вселенной, которое основано на радиоактивности ядер.

В области ядерной космохронологии многое было открыто в последние годы. Я продолжаю заниматься этим <sup>109</sup>. Фаулер и Хойл <sup>110</sup> ввели понятие об экспоненциальном замедлении нуклеосинтеза с характерной временной постоянной, которая должна быть определена на основании наблюдаемых соотношений обилия элементов. Также необходимо определить длительность нуклеосинтеза. Если временная постоянная в знаменателе показателя экспоненты равна бесконечности, получается, что синтез не зависит от времени. Когда она равна нулю, то зависимость синтеза от времени имеет вид одиночного «всплеска», или «спайка» (синтез происходит с очень большой интенсивностью в течение очень короткого времени. Перев.) Два свободных параметра модели могут быть определены по двум наблюдаемым соотношениям обилия. В дальнейшем в ядерную космохронологию были добавлены отношения  $^{129}\text{I}/^{127}\text{I}$  и  $^{244}\text{Pu}/^{238}\text{U}$  с  $\tau$  ( $^{129}\text{I}$ ) =  $0,023 \cdot 10^6$  лет и  $\tau$  ( $^{244}\text{Pu}$ ) =  $0,117 \times 10^9$  лет, которые позволили определить два дополнительных свободных параметра: уже обсуждавшийся произвольный временной интервал, введенный в статье Б<sup>2</sup>ФХ <sup>18</sup>, и вклад синтеза элементов в  $r$ -процессе при последнем дыхании «всплеска» в конце экспоненциальной зависимости от времени.

Более сложные модели эволюции Галактики были введены Тинели <sup>111</sup>. Шрамм и Вассербург <sup>112</sup> развили модельно независимый метод определения среднего возраста ядерных хронометров во время образования Солнечной системы. В этом методе средний возраст равен половине длительности синтеза, независимого от времени, и равен возрасту Вселенной, если нуклеосинтез происходил мгновенно. Это означает, что можно ожидать, что времена до начала нуклеосинтеза для широкого диапазона моделей и их вариаций отличаются не более чем в два раза. Эти исследования обсуждались Шраммом <sup>105</sup>.

Самые последние вычисления принадлежат Тилеманну, Метцингеру и Клапдору <sup>113</sup>. Их результаты, пересмотренные в их собственных последних вычислениях, показаны на рис. 28, сделанном Ф.-К. Тилеманном. Предсолнечный «спайк» и время его появления до того, как метеориты стали изолированными системами, в первую очередь зависит от *песочных часов*  $^{129}\text{I}$  и  $^{244}\text{Pu}$ , измеряющих время в более коротком интервале. «Песочные часы вечности»  $^{232}\text{Th}/^{238}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  указывают на то, что нуклеосинтез элементов в  $r$ -процессе в Галактике начался 17,9 миллиардов лет назад с неопределенностью  $+2$  миллиарда лет и  $-4$  миллиарда лет в соответствии с работой <sup>113</sup>. Эту величину надо сравнивать с моей величиной  $10,5 \pm 2,3$  миллиарда лет, данной в статье <sup>109</sup>. Моменты поступления продуктов нуклеосинтеза и конечные значения относительного обилия элементов изменились <sup>113</sup>! Тилемани и я сейчас пересчитываем значение величины длительности нуклеосинтеза, используя модель с начальным «спайком» при синтезе в Галактике и независимый от времени нуклеосинтез затем.

В работе <sup>113</sup> показано, что возраст расширяющейся Вселенной 19 миллиардов лет плюс-минус несколько миллиардов лет. Этот результат надо сравнивать с хаббловским временем или обратной величиной постоянной Хаббла, равным  $19,5 \pm 3$  миллиарда лет, которое дано Сэндеджем и Тамманом <sup>114</sup>. Хаббловское время равно возрасту расширяющейся Вселенной только для открытых моделей со средней плотностью вещества много меньшей, чем критическая плотность, которая может быть вычислена для данного хаббловского времени и равна  $7 \cdot 10^{-30}$  г·см<sup>-3</sup>. По оценкам, следующим из наблюдений видимого вещества в галактиках, его плотность составляет десять процентов от критической плотности, что уменьшает возраст Вселенной до

16,5 миллиардов лет. Невидимое вещество: нейтрино, черные дыры и т. д., могут давать дополнительный вклад в гравитационные силы, что уменьшает скорость расширения и может таким образом уменьшить возраст Вселенной до величины в 13,0 миллиардов лет, которая соответствует значению критической плотности. Если в прошлом скорость расширения была больше, время достижения современного радиуса Вселенной соответственно меньше. Кроме того, есть люди, которые считают, что хаббловское время равно половине значения, полученного Сэндеджем и Тамманном <sup>114</sup>, как показано Ван ден Бергом <sup>115</sup>. Еще многое надо сделать в этом направлении.

Клейтоном <sup>115</sup> была предложена почти полностью независимая ядерная космохронология, включающая радиогенный <sup>187</sup>Os, образовавшийся во время нуклеосинтеза в Галактике при распаде <sup>187</sup>Re ( $\tau = 65 \cdot 10^9$  лет). Шрамм

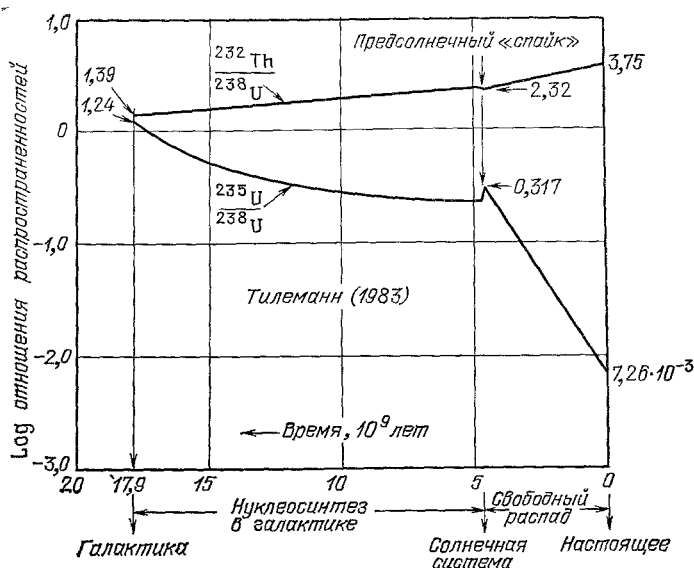


Рис. 28. Отношения распространенностей <sup>232</sup>Th/<sup>238</sup>U и <sup>235</sup>U/<sup>238</sup>U, получающиеся в теоретическом расчете r-процесса нуклеосинтеза за время существования Галактики до образования Солнечной системы <sup>113</sup>.

Показано, что современные значения отношений  $(^{232}\text{Th}/^{238}\text{U})_0 = 3,75$  и  $(^{235}\text{U}/^{238}\text{U})_0 = 7,26 \cdot 10^{-3}$  получаются в результате свободного распада за время жизни Солнечной системы. Теоретически рассчитанные отношения обилия нуклидов, синтезирующихся в каждом событии r-процесса, равны 1,39 для <sup>232</sup>Th/<sup>238</sup>U и 1,24 для <sup>235</sup>U/<sup>238</sup>U (ср. с рис. 10 в первой работе из списка статей Фаулера <sup>109</sup>).

<sup>105</sup> обсуждает совершенно другие хронометрические пары. Предположение Клейтона включает s-процесс, даже когда <sup>187</sup>Re образуется в r-процессе. Требуется, чтобы распространенность исходного элемента <sup>187</sup>Re была сравнима с распространенностью дочернего нуклида <sup>187</sup>Os, когда обилие дочерних ядер, образовавшихся в «s-only» процессе, вычитается из его полного солнечного обилия. Это можно было сделать, сравнивая сечение захвата нейтронов <sup>187</sup>Os с сечением «s-only»-изотопа <sup>186</sup>Os, у которого нет долгоживущего радиоактивного исходного элемента, и используя правило Nσ-constant для s-процесса.

Фаулер <sup>117</sup> «испортил» все дело, указав, что <sup>187</sup>Os имеет низколежащее возбужденное состояние при 9,75 кэВ, которое практически полностью заселено при  $kT = 30$  кэВ, соответствующей температуре  $T = 3,5 \cdot 10^8$  К, при которой, как обычно полагают, протекает s-процесс. Кроме того, спин этого состояния  $J = 3/2$ , и поэтому его статистический вес  $(2J + 1)$  в два раза больше, чем основного состояния, для которого  $J = 1/2$ . Измерения сечений захвата нейтрона на основное состояние дают только одну треть того, что необходимо знать.

Все это привело к ряду прекрасных и трудных измерений индуцированных нейтронами реакций на изотопах осмия. Винтерс и Макклин <sup>118</sup> нашли усредненные по максвелловскому распределению отношения лабораторных сечений реакций на основное состояние <sup>186</sup>Os ( $n, \gamma$ ) и <sup>186</sup>Os ( $n, \gamma$ ) равное  $0,478 \pm 0,022$  при  $kT = 30$  кэВ, со слабой зависимостью от температуры. Это отношение должно быть умножено на теоретический коэффициент, чтобы получить в знаменателе отношения сечение реакции для ядер в возбужденном состоянии, а не в основном. Чем больше теоретическое сечение захвата возбужденного состояния <sup>187</sup>Os, тем меньше этот коэффициент. Вусли и Фаулер <sup>119</sup> использовали теорию Хаузера — Фешбаха, чтобы получить оценку этого коэффициента в интервале от 0,8 до 1,10, которая не очень пригодна в свете того факта, что коэффициент умножается на число, сравнимое с тем, из которого он получается. Эти значения коэффициентов соответствуют временам начала действия  $\gamma$ -процессов в Галактике в интервале от 14 до 19 миллиардов лет.

В отчаянии я предположил, что неупругое рассеяние нейтронов с основного состояния <sup>187</sup>Os на возбужденное состояние при 9,75 кэВ может дать информацию о свойствах возбужденного состояния. Измерения Макклина и др. <sup>120</sup> и Гершберга и др. <sup>121</sup> позволили определить соответствующие сечения неупругого рассеяния нейтронов, которые дали убедительное подтверждение нижнего предела значений коэффициента, полученных Вусли и Фаулером <sup>119</sup>. Таким образом, верхний предел для времени от начала действия  $\gamma$ -процессов нуклеосинтеза находится в интервале от 18 до 20 миллиардов лет. Необходимо отметить, что это согласуется с последней величиной, полученной с помощью Th/U ядерной космохронологии.

Снова в отчаянии я предположил, что могут помочь измерения сечений захвата нейтронов на основное состояние <sup>189</sup>Os. Основное состояние <sup>189</sup>Os имеет тот же спин и те же числа Нильссона, что и возбужденное состояние <sup>187</sup>Os, а его возбужденное состояние соответствует основному состоянию <sup>187</sup>Os. Измерения Брауна и Бермана <sup>122</sup> доступны и сейчас проверяются коллаборацией из Окриджской Национальной лаборатории и Денисоновского и Кентуккского университетов.

Будет ясно, что время жизни <sup>187</sup>Re прямо следует из обсуждающихся вычислений. В прошлом было некоторое расхождение между временами жизни, измеренными геохимически, и теми, которые были измерены прямым подсчетом электронов, испускаемых при 2,6 кэВ распаде <sup>187</sup>Re ( $e^- \nu$ ) <sup>187</sup>Os. Прямые измерения дают только время жизни для испускания электрона в континуум, в то время как геохимия дает время жизни для испускания электрона в континуум и на связанные состояния <sup>187</sup>Os. Существенные теоретические детали этой проблемы в целом рассматривались Уильямсом, Фаулером и Куниным <sup>123</sup>, которые нашли, что распад на связанные состояния пренебрежимо мал и что прямые измерения Пэйна и Древера <sup>124</sup>, которые согласуются с геохимическими измерениями Хирта и др. <sup>125</sup>, правильны.

Существует еще волнующая проблема возможного уменьшения эффективного времени жизни <sup>187</sup>Re в галактических условиях. Ядра <sup>187</sup>Re, содержащегося в межзвездном веществе, из которого рождаются новые звезды, разрушаются в  $s$ -процессе (астрация), а образуются в  $\gamma$ -процессе. Это уменьшает эффективное время жизни <sup>187</sup>Re и все времена, основанные на Re/Os хронологии. Этот вопрос тщательно и подробно обсуждался Ёкси, Такахашии и Арнвальдом <sup>126</sup>.

Время до начала  $\gamma$ -процессов нуклеосинтеза может быть порядка 12 миллиардов лет. Сейчас подходящий момент закончить этот предпоследний раздел. Значительные неопределенности в ядерной космохронологии указывают на то, что, как и во всей ядерной астрофизике, здесь много захватывающих экспериментальных и теоретических исследований на много лет вперед. Аминь!

## 13. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на старые и новые исследования в экспериментальной и теоретической ядерной астрофизике, обзор которых я дал, конечная цель еще не достигнута. Великая концепция Хойла о синтезе элементов в звездах не будет доказана, пока мы не добьемся более глубокого и более точного понимания многих ядерных процессов, протекающих в астрофизических условиях. Упорная работа должна продолжаться по всем направлениям: эксперимент, теория, наблюдения. Сейчас не время вдаваться в подробности. Есть загадки и проблемы в каждом направлении, которые подвергают сомнению фундаментальные идеи, лежащие в основе нуклеосинтеза в звездах. Не беспокойтесь — это делает эту область живой, захватывающей и радующей. Источником большого удовлетворения для меня является то, что Кэллоггская лаборатория продолжает играть ведущую роль в экспериментальной и теоретической ядерной астрофизике.

А сейчас, в заключение моей лекции, разрешите мне высказать последнюю мысль. Моя главная тема — это то, что все тяжелые элементы от углерода до урана образовались в звездах. Разрешите мне напомнить вам, что наши тела состоят в основном из этих тяжелых элементов. Если исключить водород, мы состоим из 65% кислорода, 18% углерода, меньшего количества азота, натрия, магния, фосфора, серы, хлора, калия и следов еще более тяжелых элементов. Следовательно, можно сказать, что Вы и Ваш сосед, и я, каждый из нас и все мы воистину в действительности являемся малой частью звездной пыли!

От Чарльза Кристиана Лауритсена я узнал шведский тост. Я заканчиваю этим тостом, обращаясь к моим шведским друзьям: «Din skål, min skål, alla vackra flickor skål. Skål!».

*Благодарности*

Моя работа в области ядерной астрофизики включала совместную работу со многими людьми. Я особенно благодарен Фэю Айзенберг-Селове, Джину Одузу, С. А. Барнесу, Е. М. Бербиджу, Дж. Р. Бербиджу, Дж. Р. Колану, Р. Ф. Кристи, Д. Д. Клейтону, Дж. М. Фуллеру, Дж. Л. Гринстейну, Фреду Хойлу, Джину Хамблету, В. У. Каванах, С. Кунину, Ч. К. Лауритсену, Томасу Лауритсену, Д. М. Шрамму, Т. А. Томбрелло, Р. В. Вагонеру, Т. Дж. Вассербургу, Уорду Уолингу, С. Е. Вусли и Б. А. Циммерман.

За всестороннюю помощь, особенно в подготовке публикаций, я благодарен Эвелине Гиббс, Джен Расмуссен, Ким Стапп, Марти Ватсон и Элизабет Вуд. Я благодарю за поддержку моих исследований в течение многих лет отдел военно-морских исследований (с 1946 г. по 1970 г.) и Национальную организацию содействия развитию науки (с 1968 г. до настоящего времени).

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Audouze J., Reeves H. — In: Essays in Nuclear Astrophysics/Ed. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm. — Cambridge: Cambridge University Press, 1982, p. 355.
2. Suess H. E., Urey H. C. — Rev. Mod. Phys., 1956, v. 28, p. 53.
3. Cameron A. G. W. — Цит. в<sup>1</sup> сб., p. 23.
4. Whaling W. — Ibidem, p. 65.
5. Alpher R. A., Herman R. C. — Rev. Mod. Phys., 1950, v. 22, p. 153.
6. Wagoner R. V., Fowler W. A., Hoyle F. — Astrophys. J., 1967, v. 148, p. 3.
7. Staub H., Stephens W. E. — Phys. Rev., 1939, v. 55, p. 131.
8. Williams J. H., Shepherd W. G., Haxby R. O. — Ibidem, 1937, v. 52, p. 390.
9. Tollestrup A. V., Fowler W. A., Lauritsen C. C. — Ibidem, 1949, v. 76, p. 428.

10. Hemminger A.— Ibidem, 1948, v. 73, p. 806; 1949, v. 74, p. 1267.
11. Bethe H. A.— Ibidem, 1939, v. 55, p. 434; in: Lex Prix Nobel 1967.— Stockholm: Almqvist and Wiksell Intern.— (Перевод: Бете Г. А.— УФН, 1968, т. 96, с. 393.— *Перев.*)
12. Hoyle F.— Mon. Not. RAS, 1946, v. 106, p. 343; Astrophys. J. Suppl., 1954, v. 1, p. 121.
13. Hoyle F., Schwarzschild M.— Ibidem, 1955, v. 2, p. 1.
14. Sandage A. R., Schwarzschild M.— Astrophys. J., 1952, v. 116, p. 463.— Обратите особое внимание на последний абзац на с. 475.
15. Salpeter E. E.— Ibidem, 1952, v. 115, p. 326.
16. Dunbar D. N. F., Pixley R. E., Wenzel W. A., Whaling W.— Phys. Rev., 1953, v. 92, p. 649.
17. Cook C. W., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Lauritsen T.— Ibidem, 1957, v. 107, p. 508.
18. Burbidge E. M., Burbidge G. R., Fowler W. A., Hoyle F.— Rev. Mod. Phys., 1957, v. 29, p. 547.— В дальнейшем в тексте цитируется как Б<sup>2</sup>ФХ<sup>18</sup>. См. также: Hoyle F., Fowler W. A., Burbidge E. M., Burbidge G. R.— Science, 1956, v. 124, p. 611.
19. Cameron A. G. W.— Publ. Astron. Soc. Pac., 1957, v. 69, p. 201.
20. Greenstein J. L.— In: Modern Physics for the Engineer/Ed. L. N. Ridenour.— N. Y.: Mc Graw-Hill, 1954, ch. 10, p. 45; цит. в <sup>1</sup> сб.
21. Fowler W. A., Caughlan G. R., Zimmerman B. A.— Ann. Rev. Astron. and Astrophys., 1967, v. 5, p. 525; 1975, v. 13, p. 69. См. также: Harris M. J. et al.— Ibidem, 1983, v. 21, p. 165. Caughlan G. R. et al.— At. Data and Nucl. Data Tables, 1984.
22. Salpeter E. E.— Phys. Rev., 1952, v. 88, p. 547; 1955, v. 97, p. 1237.
23. Woosley S. E., Fowler W. A., Holmes J. A., Zimmerman B. A.— At. Data and Nucl. Data Tables, 1978, v. 22, p. 371.
24. Bethe H. A., Critchfield C. L.— Phys. Rev., 1938, v. 54, p. 248.
25. Fowler W. A.— Astrophys. J., 1958, v. 127, p. 551.
26. Cameron A. G. W.— Ann. Rev. Nucl. Sci., 1958, v. 8, p. 249.
27. Pontecorvo B. Chalk River Laboratory Report PD-205.— 1946.
28. Alvarez L. W. University of California Radiation Laboratory Report UCRL-328.— 1949.
29. Davis R. Jr.— In: Science Underground/Ed. M. M. Nieto et al.— N. Y.: Amercain Institute of Physics, 1983, p. 2.
30. Bahcall J. N., Huebner W. F., Lubow S. H., Parker P. D., Ulrich R. K. Rev. Mod. Phys., 1982, v. 54, p. 767.
31. Robertson R. G. H., Dyer P., Bowles T. J., Brown R. E., Jarmie N., Maggiore C. J., Austin S. M.— Phys. Rev. Ser. C, 1983, v. 27, p. 11. Osborne J. L., Barnes C. A., Kavanagh R. W., Kremer R. M., Mathews G. J., Zyskind J. L.— Phys. Rev. Lett., 1982, v. 48, p. 1664.
32. Skelton R. T., Kavanagh R. W.— Nucl. Phys. Ser. A, 1984.
33. Barnes C. A.— Цит. в <sup>1</sup> сб., p. 193.
34. Langanke K., Koonin S. E.— Nucl. Phys. Ser. A, 1983, v. 410, p. 334; частное сообщение (1983).
35. Dyer P., Barnes C. A.— Ibidem, 1974, v. 233, p. 495. Koonin S. E., Tombrello T. A., Fox G.— Ibidem, v. 220, p. 221.
36. Kettner K. U., Becker H. W., Buchmann L., Gorres J., Kräwinkel H., Rolfs C., Schmalbrock P., Trautvetter H. P., Vlieks A.— Zs. Phys. Ser. A, 1982, Bd. 308, S. 73.
37. Starrfield S. G., Cox A. N., Hodson S. W., Pesnell W. D.— Astrophys. J., 1983, v. 268, p. L27. Becker S. A. Частное сообщение (1983).
38. Woosley S. E., Weaver T. A.— Цит. в <sup>1</sup> сб., p. 381.
39. Weaver T. A., Woosley S. E., Fuller G. M.— In: Proc. of the Conference on Numerical Astrophysics/Ed. R. Bowers, J. Centrella J. LeBlanc, M. LeBlanc.— Science Books Intern, 1983.
40. Hulke G., Rolfs C., Trautvetter H. P.— Zs. Phys. Ser. A, 1980, Bd. 297, S. 161.
41. Bodansky D., Clayton D. D., Fowler W. A.— Astrophys. J. Suppl. 1968, v. 16, p. 299.
42. Zyskind J. L., Davindson J. M., Esat M. T., Shapiro M. H., Spear R. H.— Nucl. Phys. Ser. A, 1978, v. 304, p. 179.
43. Mitchell L. W., Sargood D. G.— Austr. J. Phys., 1983, v. 36, p. 1.
44. Boyd R. N.— In: Proc. of the Workshop on Radioactive Ion Beams and Small Cross Section Measurements.— Columbus: The Ohio State University Press, 1981. Haight R. C., Mathews G. J., White R. M., Aviles L. A., Woodward S. E.— Nucl. Instr. and Meth., 1983, v. 212, p. 245.
45. Hauser W., Weshbach H.— Phys. Rev., 1952, v. 78, p. 366.
46. Holmes J. A., Woosley S. E., Fowler W. A., Zimmerman B. A.— At. Data and Nucl. Data Tables, 1976, v. 18, p. 305.

47. Michaud G., Fowler W. A.— Phys. Rev. Ser. C, 1970, v. 2, p. 2041.  
См. также: Vogt E. W.— Adv. Nucl. Phys., 1969, v. 1, p. 261.
48. Mann F. M. Hanford Engineering and Development Laboratory Intern. report HEDL-TME-7680 (1976) (не опубликовано).
49. Zyskind J. L., Barnes C. A., Davidson J. M., Fowler W. A., Marrs R. E., Shapiro M. H.— Nucl. Phys. Ser. A, 1980, v. 343, p. 295.
50. Sargood D. G.— Phys. Rept., 1982, v. 93, p. 61; Austr. J. Phys. 1983, v. 36, p. 583.
51. Bahcall N. A., Fowler W. A.— Astrophys. J., 1969, v. 157, p. 645.
52. Ward R. A., Fowler W. A. Ibidem, 1980, v. 238, p. 266.  
Последние экспериментальные данные по образованию  $^{26}\text{Al}$  в реакции  $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$  приведены в статье: Champagne A. E., Howard A. J., Parker P. D.— Ibidem, 1983, v. 269, p. 686.  
Последние экспериментальные данные по разрушению  $^{26}\text{Al}$  в реакции  $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Si}$  приведены в статье: Buchmann L., Hilgemaier M., Krauss A., Redder A., Rolfs C., Trautvetter H. P.— Zs. Phys., 1984.
53. Fuller G. M., Fowler W. A., Newman M. J.— Astrophys. J. Suppl., 1980, v. 42, p. 447; Astrophys. J., 1982, v. 252, p. 715; Astrophys. J. Suppl., 1982, v. 48, p. 279.
54. Wilson H. S., Kavanagh R. W., Mann F. M.— Phys. Rev. Ser. C. 1980, v. 22, p. 1696.
55. Lederer C. M., Shirley V. S. Table of Isotopes/Ed. C. M. Lederer, V. S. Shirley.— 7th ed.— N.Y.: J. Wiley and Sons, 1978.
56. Goodman C. D., Goulding C. A., Greenfield M. B., Rapaport J., Bainum D. E., Foster C. C., Love W. G., Petrovich E.— Phys. Rev. Lett., 1980, v. 44, p. 1755.  
Ajzenberg-Selove F., Brown R. E., Flynn R. E., Sunier J. W.— Ibidem, 1984.
57. Bloom S. D., Fuller G. M.— 1984 (in preparation).
58. Brown G. E., Bethe H. A., Baym G.— Nucl. Phys. Ser. A, 1982, v. 375, p. 481.
59. Bethe H. A., Yahil A., Brown G. E.— Astrophys. J. Lett., 1982, v. 262, p. L7.
60. Bethe H. A., Brown G. E., Cooperstein J., Wilson J. R.— Nucl. Phys. Ser. A, 1983, v. 403, p. 625.
61. Fuller G. M.— Astrophys. J., 1982, v. 252, p. 741.
62. Fuller G. M., Fowler W. A., Newman M. J.— 1984 (in preparation).
63. Woosley S. E., Axelrod T. S., Weaver T. A.— In: Stellar Nucleosynthesis/Ed. C. Chiosi, A. Renzini — Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1984.
64. Hoyle F., Fowler W. A.— Astrophys. J., 1960, v. 132, p. 565.
65. Fowler W. A., Hoyle F.— Astrophys. J. Suppl., 1964, v. 9, p. 201.
66. Wheeler J. C.— Rept. Progr. Phys., 1981, v. 44, p. 85.
67. Nomoto K.— Astrophys. J., 1982, v. 253, p. 798, v. 257, p. 780; цит. в <sup>63</sup> сб.
68. Nomoto K., Thielemann F. K., Wheeler J. C.— Astrophys. J., 1984.
69. Arnett W. D., Thielemann F. K.— Цит. в <sup>63</sup> сб.
70. Reynolds J. H.— Phys. Rev. Lett., 1960, v. 4, p. 8.
71. Jeffery P. M., Reynolds J. H.— J. Geophys. Res., 1961, v. 66, p. 3582.
72. Wasserburg G. J., Fowler W. A., Hoyle F.— Phys. Rev., Lett., 1960, v. 4, p. 112.
73. Wasserburg G. J., Papanastassiou D. A.— Цит. в <sup>1</sup> сб., p. 77.
74. Clayton D. D.— Astrophys. J., 1975, v. 199, p. 765; 1983, v. 268, p. 381; Space Sci. Rev., 1979, v. 24, p. 147.  
См. также: Clayton D. D., Hoyle F.— Astrophys. J. Lett., 1974, v. 187, p. L101; Astrophys. J., 1976, v. 203, p. 490.
75. Chen J. H., Wasserburg G. J.— Earth and Planet. Sci. Lett., 1981, v. 52, p. 1.
76. Burnett D. S., Stapanian M. I., Jones J. H.— Цит. в <sup>1</sup> сб., p. 144.
77. Lee T., Papanastassiou D. A., Wasserburg G. J.— Astrophys. J. Lett., 1977, v. 211, p. L107.
78. Mahoney W. A., Ling J. C., Wheaton W. A., Jacobson A. S.— Astrophys. J., 1984.  
См. также: Mahoney W. A., Ling J. C., Jacobson A. S., Lingenfelter R. F.— Ibidem, 1982, v. 262, p. 742.
79. Skelton R. T., Kavanagh R. W., Sargood D. G.— Ibidem, 1983, v. 271, p. 404.
80. Arnould M., Norgaard H., Thielemann F. K., Hillebrandt W.— Ibidem, 1980, v. 237, p. 931.
81. Truran J. W.— Цит. в <sup>1</sup> сб., p. 467.
82. Fowler W. A., Greenstein J. L., Houle F.— Geophys. J., 1962, v. 6, p. 148.
83. Lee T.— Astrophys. J., 1978, v. 224, p. 217.
84. Thieme M. H., Heidenreich J. E.— Science, 1983, v. 219, p. 1073.

85. Sandler D. G., Koonin S. E., Fowler W. A.— *Astrophys. J.*, 1982, v. 259, p. 908.
86. Niederer F. R., Papanastassiou D. A., Wasserburg G. J.— *Astrophys. J. Lett.*, 1979, v. 228, p. L93.
87. Huck A., Klotz G., Knipper A., Miéché C., Richard-Serre C., Walter G.— Preprint CERN 84-09.— Geneva, 1984, p. 378.
88. Chevalier R. A., Kirshner R. P.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 233, p. 154.
89. Becker R. H., Holt S. S., Smith B. W., White N. E., Boldt E. A., Mushotsky R. F., Serlemitsos P. J.— *Astrophys. J. Lett.*, 1979, v. 234, p. L73.
90. Shull J. M.— *Ibidem*, 1982, v. 262, p. 308 и частное сообщение (1983).
91. Axelrod T. S. Late Time Optical Spectra from the  $^{56}\text{Ni}$  Model for Type Supernovae: Thesis.— Berkeley: University of California, UCRL-52994, 1980.
92. Kirshner R. P., Oke J. B.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 200, p. 574.
93. Branch D., Lacy C. H., McCall M. L., Sutherland P. G., Uomoto A., Wheeler J. C., Wills B. J.— *Ibidem*, 1983, v. 270, p. 123.
94. Branch D.— In: Proc. of Yerkes Observatory Conference on «Challenges and New Developments in Nucleosynthesis»/Ed. W. D. Arnett.— Chicago: University of Chicago Press, 1984.
95. Audouze J., Vauclair S.— In: An Introduction to Nuclear Astrophysics.— Dordrecht, Holland: D. Reidel, 1980, p. 92.
96. Fowler W. A.— *Proc. Nat. Acad. Sci.* 52, 524 (1964); *Nuclear Astrophysics.*— Philadelphia, American Philosophical Society, 1967.
97. Seeger P. A., Fowler W. A., Clayton D. D.— *Astrophys. J. Suppl.*, 1965, v. 11, p. 121.
98. Macklin R. L., Gibbons J. H.— *Rev. Mod. Phys.*, 1965, v. 37, p. 166.  
См. также: Allen B. J., Macklin R. L., Gibbons J. H.— *Adv. Nucl. Phys.*, 1971, v. 4, p. 205.
99. Almeida J., Käppeler F.— *Astrophys. J.*, 1983, v. 265, p. 417.
100. Ulrich R. K.— In: *Explosive Nucleosynthesis*/Ed. D. N. Schramm, W. D. Arnett.— Austin: University of Texas Press, 1973, p. 139.
101. Clayton D. D., Ward R. A.— *Astrophys. J.*, 1974, v. 193, p. 397.
102. Iben I. Jr.— *Ibidem*, 1975, v. 196, p. 525.
103. Truran J. W.— In: *International Physics Conference Series. No. 64.*— Lnd.: Institute of Physics, 1983, p. 95.
104. Becker R. A., Fowler W. A. *Phys. Rev.*, 1959, v. 115, p. 1410.
105. Schramm D. N. p. 325.— Цит. в  $^1$  сб., p. 325.
106. Blake J. B., Schramm D. N.— *Astrophys. J.*, 1976, v. 209, p. 846.
107. Cameron A. G. W., Cowan J. J., Truran J. W.— Цит. в  $^{94}$  сб.
108. Rutherford E.— *Nature*, 1929, v. 123, p. 313.
109. Fowler W. A. P. 61— In: Proc. of the Welch Foundation Conferences on Chemical Research. XXI: *Cosmochemistry*/Ed. W. D. Milligan.— Houston: Robert A. Welch Foundation, 1977.  
См. также: Fowler W. A.— In: *Cosmology, Fusion and Other Matters*/Ed. F. Reines, Colorado Associated University Press, 1972, p. 67.
110. Fowler W. A., Hoyle F.— *Ann. Phys. (N.Y.)*, 1960, v. 40, p. 280.
111. Tinsley B. M.— *Astrophys. J.*, 1975, v. 198, p. 145.
112. Schramm D. N., Wasserburg G. J.— *Ibidem*, 1970, v. 163, p. 75.
113. Thielemann F. K., Metzinger J., Klapdor H. V.— *Zs. Phys. Ser. A*, 1983, Bd. 309, S. 301 и частное сообщение.
114. Sandage A., Tamman G. A.— *Astrophys. J.*, 1982, v. 256, p. 339.
115. Van den Bergh S.— *Nature*, 1982, v. 229, p. 297.
116. Clayton D. D.— *Astrophys. J.*, 1964, v. 139, p. 637.
117. Fowler W. A.— *Bull. Am. Astronom. Soc.*, 1972, v. 4, p. 412.
118. Winters R. R., Macklin R. L.— *Phys. Rev. Ser. C*, 1982, v. 25, p. 208.
119. Woosley S. E., Fowler W. A.— *Astrophys. J.*, 1979, v. 233, p. 411.
120. Macklin R. L., Winters R. R., Hill N. W., Harvey J. A.— *Ibidem*, 1983, v. 274, p. 408.
121. Hershberger R. L., Macklin R. L., Balakrishnan M., Hill N. W., McEllister M. T.— *Phys. Rev. Ser. C*, 1983, v. 28, p. 2249.
122. Browne J. C., Berman B. L.— *Ibidem*, 1981, v. 23, p. 1434.
123. Williams R. D., Fowler W. A., Koonin S. E.— *Astrophys. J.*, 1984.
124. Payne J. A. An Investigation of the Beta Decay of Rhenium to Osmium Using High Temperature Proportional Counters: Thesis.— University of Glasgow 1965.  
Drever R. W. P. Частное сообщение (1983).
125. Hirt B., Tilton G. R., Herr W., Hoffmeister W.— In: *Earth Sciences and Meteorites*/Ed. J. Geiss, E. D. Goldberg.— Amsterdam: North-Holland, 1983.
126. Yokoi K., Takahashi K., Arnould M.— *Astron. and Astrophys.*, 1983, v. 117, p. 65.
127. Canizares C. R., Winkler P. F.— *Astrophys. J.*, 1981, v. 246, p. L33.