

## ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ЯДРА В АСТРОФИЗИКЕ

*Ю. Э. Пенюжжевич*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

|   |     |
|---|-----|
| ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ЭВОЛЮЦИИ<br>ВСЕЛЕННОЙ | 877 |
| Модель расширяющейся Вселенной                  | 877 |
| Нуклеосинтез                                    | 881 |
| ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ<br>В АСТРОФИЗИКЕ | 891 |
| Экзотизм ядер                                   | 891 |
| Масса ядер                                      | 892 |
| Схемы уровней ядер                              | 893 |
| Форма ядер                                      | 894 |
| Размеры ядер                                    | 894 |
| Нейтронное гало                                 | 896 |
| Ядерные реакции и нуклеосинтез                  | 898 |
| Нейтрино в макромире                            | 905 |
| ПУЧКИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР В АСТРОФИЗИКЕ          | 906 |
| СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ                               | 914 |

## ЭКЗОТИЧЕСКИЕ ЯДРА В АСТРОФИЗИКЕ

*Ю. Э. Пенионжкевич*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В последнее время научной общественностью было отмечено несколько юбилеев, связанных с открытиями, сыгравшими важную роль в развитии астрофизических исследований. 2009 год был объявлен ООН и ЮНЕСКО годом астрономии. Это было связано с 400-летним юбилеем открытия Галилео Галилеем оптического телескопа, положившего начало регулярным исследованиям в области астрономии. Важным вкладом не только в развитие физики микромира, но и понимание процессов, происходящих во Вселенной, явилось открытие Э. Резерфордом 100 лет назад атомного ядра. С тех пор исследования в области физики элементарных частиц и физики ядра помогают понять многие процессы, происходящие в микромире. Ровно 80 лет тому назад К. Янским впервые был использован радиотелескоп для приема излучения космических объектов, и в настоящее время это направление физики дает наиболее эффективный метод исследования свойств Вселенной. И наконец, запуск 12 апреля 1961 г. (50 лет тому назад) первого человека, российского космонавта Ю. А. Гагарина, в космическое пространство положило начало новому этапу исследований космоса с непосредственным участием человека. Все эти достижения существенно расширили наши представления о Вселенной. В настоящей работе автор попытался представить некоторые проблемы эволюции Вселенной, нуклеосинтеза и космохронологии с точки зрения физики ядра и элементарных частиц, в частности с использованием последних результатов, полученных с помощью пучков радиоактивных ядер. В обзоре проводится сравнение процессов, происходящих во Вселенной, с механизмами образования и распада ядер, а также их взаимодействия при различных энергиях. Даны примеры, показывающие возможности методов ядерной физики в исследовании космических объектов и свойств Вселенной. Результаты исследований ядерных реакций с пучками радиоактивных ядер позволяют по-новому рассматривать сценарий нуклеосинтеза в области легких элементов.

Recently the scientific society marked several anniversaries, connected with discoveries which have played significant role in the development of astrophysical investigations. The year 2009 was chosen by the United Nations and UNESCO to be the year of astronomy. This was inspired by the 400th anniversary of Galileo Galilei's discovery of the telescope, giving the start of regular studies in the field of astronomy. An important contribution not only to the development of the physics of the microworld, but also to the understanding of the processes occurring in the Universe, was the discovery of the atomic nucleus done 100 years ago by E. Rutherford. Since then the investigations in the fields of elementary particles and atomic nuclei have helped to understand many processes in the microworld. Exactly 80 years ago K. Yanski used a radio-telescope for the first time in order to accept signals from cosmic objects and at present this part of physics is the most efficient method for studying the properties of the Universe. And finally, the launching into space on 12 April 1961 (50 years ago) of the first sputnik with a human being on board, the Soviet cosmonaut Yuri Gagarin, marked the beginning of the investigation of the Universe with the direct participation of man. All these achievements considerably extended our ideas about the Universe.

The author of the present work has tried to present some problems of the evolution of the Universe, the nucleosynthesis and cosmochronology from the point of view of nuclear physics and elementary particles, in particular using the latest results obtained with radioactive nuclear beams. Comparison is made between the processes taking place in the Universe and the mechanism of

formation and decay of nuclei, as well as with their interaction at different energies. Examples are given to show the possibilities of nuclear methods to study cosmic objects and the properties of the Universe. The results of studying nuclear reactions, induced by radioactive ion beams, make it possible to analyze in a different way the nucleosynthesis scenario in the region of the lightest elements.

PACS: 97.10.Cv; 26.30.-k; 26.90.+n

## 1. ОСНОВНЫЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ОБ ЭВОЛЮЦИИ ВСЕЛЕННОЙ

Исследования законов микромира, которыми занимается ядерная физика, в последнее время помогли существенно расширить наши представления о явлениях, происходящих в макромире — нашей Вселенной, внесли огромный вклад в разработку астрофизических и космологических теорий. Прежде всего это касается распространенности элементов и сценария их образования, а также свойств различных звезд и космических объектов. Не претендуя в этом обзоре на полное изложение всех проблем космологии, остановлюсь лишь на тех, которые имеют, на мой взгляд, много общего со свойствами ядерной материи, проявляющимися при ядерных взаимодействиях.

**1.1. Модель расширяющейся Вселенной.** В 1965 г. с помощью радиотелескопа было обнаружено существование изотропного «шума», который был отождествлен с тем, что сейчас называют реликтовым излучением, т. е. излучением, равномерно распределенным по небесной сфере и по интенсивности соответствующим тепловому излучению абсолютно черного тела при температуре  $\sim 3$  К. Это наблюдение имело очень важное значение для космологии, так как ранее Гамовым было предсказано теоретически существование подобного излучения в рамках модели, опирающейся на закон Хаббла: «Красное смещение излучения, испускаемого галактиками, пропорционально удаленности от этих галактик». Если объяснять такое смещение эффектом Доплера, то это приводит к картине расширяющейся Вселенной, в которой галактики «разлетаются». Если экстраполировать эту ситуацию назад в прошлое, то можно прийти к заключению, что в прошлом скорость расширения была больше, а плотность Вселенной выше, чем сейчас. Насколько же далеко в прошлое мы вправе проводить подобную экстраполяцию? Очевидно, это можно делать до той эпохи, когда вся Вселенная была сжата в точку. Согласно оценкам, это было около 10 млрд лет назад. Полагают, что именно в эту эпоху и возникла наблюдаемая ныне Вселенная, причем возникла в чудовищном взрыве. Большой взрыв, как его называют, положил начало не только Вселенной, но и всем известным нам физическим понятиям, включая понятия пространства и времени. Некоторые авторы [1, 2] рассматривают эволюцию Вселенной в виде четырех последовательных эр, в результате смены которых, согласно новейшим моделям, она пришла к своему теперешнему состоянию ( $\rho \approx 10^{-30}$  г/см<sup>3</sup>,  $T = 3$  К) (рис. 1).

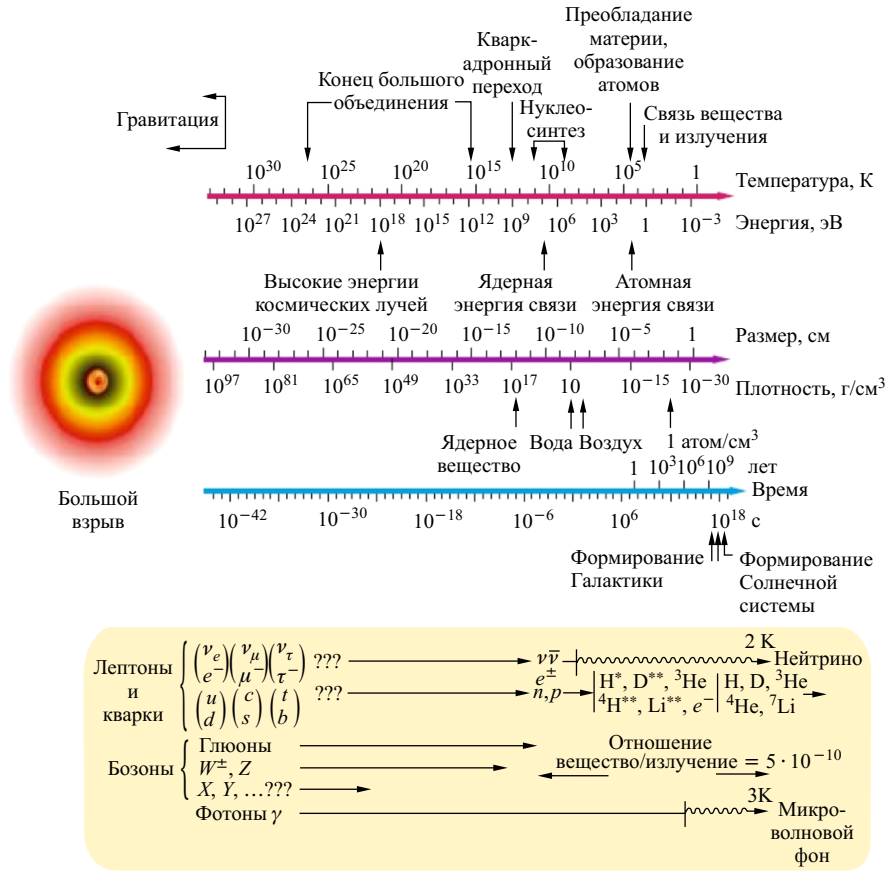


Рис. 1. Связь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной. Нижняя часть схемы показывает кварковый и лептонный состав материи

В этих моделях предполагается, что Вселенная ведет себя как абсолютно черное тело, начальная температура и плотность которого очень высокие (начальная плотность его больше ядерной  $10^{15}$  г/см<sup>3</sup>, а температура выше 1 ГэВ ( $10^{13}$  К)). Излучение этого абсолютно черного тела состоит из известных адронов, лептонов и фотонов и происходит до тех пор, пока температура выше, чем масса самого легкого из адронов, т. е.  $\pi$ -мезона ( $m_\pi c^2 \approx 140$  МэВ, температура  $1,6 \cdot 10^{12}$  К). Это соответствует «адронной эре», продолжительность которой составляет примерно  $10^{-4}$  с. К концу ее плотность сравнима с плотностью ядерного вещества. Когда температура становится ниже 100 МэВ

( $10^{12}$  K), адроны еще остаются, но уже не могут рождаться спонтанно в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение состоит, главным образом, из лептонов и фотонов, до тех пор, пока температура выше порога рождения пары  $\gamma \rightarrow e^+ + e^-$ , т. е. примерно 1 МэВ. Охлаждение от 100 до 1 МэВ занимает около 1 с. Это время соответствует так называемой «лептонной эре», к концу которой плотность становится  $10^4$  г/см<sup>3</sup>. При температуре ниже 1 МэВ лептоны, хотя и существуют как частицы, но уже не могут спонтанно рождаться в излучении абсолютно черного тела. Теперь излучение состоит преимущественно из фотонов. Это начало «радиационной эры», конец которой определяется моментом, после которого излучение (фотонное) существует отдельно от вещества (адронов и лептонов). Радиационная эра заканчивается примерно через  $10^6$  лет после Большого взрыва. Плотность вещества становится больше плотности излучения (плотности энергии фотонов) и увеличивается по мере расширения. Это соответствует «звездной эре», которая продолжается до наших дней. В.Л. Гинзбург в своей книге [2] описывает проблемы расширяющейся Вселенной взаимодействием большого числа различных частиц: фотонов, электронов, нейтрино, мюонов, пи-мезонов, протонов, нейтронов и др. Хотя, как он сам отмечает, этот подход является достаточно условным, так как мы до сих пор не имеем полного понимания физики элементарных частиц. На рис. 1 схематично представлена связь температуры, энергии, размеров, плотности и времени, существовавшая в ранней Вселенной.

Основная проблема, с которой сталкиваются физики при попытке объяснить космологические явления, в том числе и расширяющуюся Вселенную, связана с «сильным взаимодействием» элементарных частиц. Сильные взаимодействия — это те силы, которые удерживают вместе нейтроны и протоны в атомном ядре. Радиус действия этих сил чрезвычайно мал  $\sim 10^{-13}$  см. Даже в молекулах, ядра которых находятся на расстоянии  $10^{-8}$  см друг от друга, сильные взаимодействия между ядрами не дают никакого эффекта. Когда два протона подходят друг к другу достаточно близко, сильные взаимодействия становятся примерно в 100 раз больше, чем электрическое отталкивание, поэтому они удерживают от развала атомные ядра. Именно интенсивность сильных взаимодействий делает их значительно более трудными для математического анализа, чем электромагнитные взаимодействия. Вклады разного типа взаимодействий между нуклонами символически изображаются «фейнмановскими диаграммами», с помощью которых физики пытаются учесть все взаимодействия. Эта проблема, заключающаяся в сложности расчета вероятностей процессов, включающих сильные взаимодействия, была основной причиной, сдерживающей развитие физики элементарных частиц в последнее время. Однако не все процессы включают сильные взаимодействия. Эти взаимодействия испытывает лишь класс частиц, известных как «адроны». Сюда входят ядерные частицы и пи-мезоны, а также другие нестабильные частицы, такие как K-мезоны, эта-мезоны, лямбда-гипероны и др. Лептоны (нейтрино,

электроны и мюоны) легче адронов и в отличие от последних не чувствуют сильных взаимодействий.

При температуре ниже  $10^{12}$  К («лептонная эра») единственными частицами, присутствующими в больших количествах, были лептоны и фотоны, взаимодействиями между которыми можно было пренебречь.

Другая ситуация соответствовала более высоким температурам («адронная эра»), когда в больших количествах имелись адроны и антиадроны. Здесь, в физике элементарных частиц, существует несколько различных моделей, с помощью которых пытаются объяснить свойства адронов. Одна из них предполагает, что не все частицы одинаковы, некоторые действительно элементарны, а все остальные состоят из простых комбинаций элементарных частиц. Считается, что элементарными частицами являются фотон и все известные лептоны. Однако адроны не являются элементарными частицами. Они состоят из более фундаментальных частиц — «кварков». Кварки бывают различных типов, или «ароматов», такие как «верхний», «нижний», «странный», «очарованный». Более того, каждый «аромат» кварка бывает трех различных цветов — красного, белого и голубого. Если идея кварков правильна, то в этой концепции можно объяснить физику ранней Вселенной. Экспериментально было показано, что при столкновениях электронов с ядерными частицами сила между кварками чрезвычайно мала, когда кварки находятся близко друг к другу. Таким образом, при некоторой температуре, около нескольких тысяч миллиардов градусов адроны разбиваются на составляющие их кварки так же, как атомы разбиваются на электроны и ядра при нескольких тысячах градусов, а ядра разбиваются на протоны и нейтроны при нескольких тысячах миллионов градусов. Тогда в ранние времена Вселенную можно рассматривать как состоящую из фотонов, лептонов, антилептонов, кварков и антикварков, причем каждая разновидность частиц представляет собой еще один тип излучения. Между тем, несмотря на успешное описание многих явлений, в том числе и в космологии, кварковая модель однозначно не подтверждена, так как до сих пор невозможно разбить любой адрон на составляющие его кварки, даже с помощью современных ускорителей самых высоких энергий. Все, что было сказано выше, относилось к возможной интерпретации расширения Вселенной на основе сильных взаимодействий элементарных частиц. Между тем одним из наиболее интересных следствий современной теории элементарных частиц является то, что Вселенная могла испытать фазовый переход из одного состояния вещества в другое. И этот фазовый переход связан с другим классом короткодействующих взаимодействий — слабым взаимодействием. Слабые взаимодействия в ядерной физике ответственны за определенные процессы радиоактивного распада (например, распада свободного нейтрона) или за любую реакцию, включающую нейтрино.

Авторы работы [3] показали, что интенсивные потоки нейтрино могут образовываться в результате взрыва Сверхновой, что может быть интерпре-

тировано на основе ротационного механизма. Слабые взаимодействия значительно слабее сильных, или электромагнитных взаимодействий. Между тем существует глубокая связь между слабыми и электромагнитными взаимодействиями, которая и легла в основу новой теории поля, объединяющей эти две силы\*. Развитие этой теории позволило также сделать важные выводы по проблемам, относящимся к изучению ранней Вселенной.

В 1998 г. С. Перлмуттером, А. Райесом из США и Б. Шмидтом из Австралии было предсказано ускорение расширения Вселенной. За это открытие в 2011 г. они удостоились Нобелевской премии по физике. Это открытие было сделано на основании изменчивости светимости сверхновых звезд, заканчивающих свою эволюцию взрывом. Установить ускорение расширения Вселенной позволил так называемый закон Хаббла, связывающий, как уже отмечалось выше, красное смещение галактик (понижение частот излучения, свидетельствующее о динамическом удалении этих источников друг от друга и в том числе от нашей Галактики) и расстояние до них линейным образом.

Раньше считалось, что Вселенная после Большого взрыва должна расширяться с замедлением, поскольку все тела, которым взрыв придал ускорение, притягиваются друг к другу. Впрочем, впоследствии выяснилось: то, как она расширяется, зависит от того, чем она заполнена. Если бы она была заполнена обычным веществом, то действительно происходило бы замедление, однако она расширяется с ускорением из-за темной энергии.

Нельзя сказать, чтобы открытие было полной неожиданностью — отмечались и косвенные признаки, наличие которых порождало подозрения, что темная энергия есть. Но нобелевские лауреаты провели непосредственное измерение ускорения расширения Вселенной, что подтвердило теорию и о темной энергии.

Это открытие породило множество рассуждений о последствиях такого расширения Вселенной. Если раньше предполагалось, что концом Вселенной станет «мировой котел», гибель планет в мировом океане энергии, то теперь можно предположить, что Вселенная остынет: разлетевшись по безбрежным уголкам вакуума, звезды взорвутся, и планеты замерзнут. Вселенную ждет ледяное озеро Коцит, как писал в свое время Данте Алигьери. Однако все это требует дальнейшего осмысливания и накопления новой информации и новых подходов к описанию эволюции Вселенной.

**1.2. Нуклеосинтез.** *1.2.1. Начальный этап нуклеосинтеза.* Как уже отмечалось выше, важную роль в ранней Вселенной играло излучение. Это излучение имеет тепловой спектр, так что его можно характеризовать температурой  $T$  согласно соотношению  $U = aT^4$ , где  $a$  — постоянная излучения.

---

\*За создание этой теории С. Вайнберг, А. Салам, Ш. Глешоу были удостоены в 1979 г. Нобелевской премии по физике.

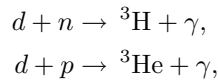
По мере продвижения к начальному этапу температура излучения растет по закону  $T = T_p(1 + Z)$ , где  $T_p$  — температура излучения сегодня и  $Z$  — величина, соответствующая красному смещению.

Для раннего периода, когда излучение доминировало, из уравнений Эйнштейна следует простое соотношение между температурой  $T$  и временем  $t$ , прошедшим с момента Большого взрыва:

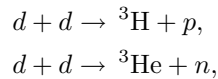
$$T = \alpha \frac{10^{10}}{\sqrt{t}}.$$

Время  $t$  здесь выражено в секундах, а температура  $T$  — в кельвинах. Постоянная  $\alpha$  имеет величину порядка единицы и зависит от состояния вещества и излучения во Вселенной. Если положить  $\alpha = 1$ , то согласно этому соотношению получается, что спустя 1 с после Большого взрыва температура излучения во Вселенной была  $10^{10}$  К. При такой температуре в ранней Вселенной, состоящей из электронов, позитронов, нейтрино, антинейтрино, нейтронов, протонов и фотонов могли образоваться различные ядра, начиная с дейтронов и кончая гелием. Более тяжелые ядра, такие как ядра углерода, кислорода и т. д., могли синтезироваться лишь в ходе термоядерных реакций в звездах. Причина этого заключается в том, что есть некоторый интервал неустойчивости легких ядер, расположенных около ядра лития, и этот интервал не удается преодолеть в ходе первичного нуклеосинтеза. Поэтому синтез в раннюю эпоху останавливается на стадии образования гелия.

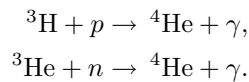
Полагают, что одной из первых реакций, приводящих к образованию тяжелых ядер, является реакция  $n + p \rightarrow \alpha + \gamma$ . Как показали расчеты, эта реакция идет при температуре  $T = 9 \cdot 10^9$  К, что соответствует соотношению нейтронов и протонов во Вселенной  $N_n/N_p = 0,2$  и времени  $\sim 3$  с. При этих условиях дейтерия образуется достаточное количество для производства ядер с массой 3 в следующих реакциях:



или

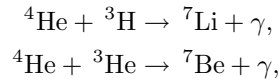


и окончательно  ${}^4\text{He}$  может быть образован в результате реакций





Энергия связи продуктов этих реакций больше, чем дейтерия (2,225 МэВ), тогда если испускание фотона может образовать дейтерий, то он может реализовать и другие реакции. Так как не существует стабильной массы 5, то  ${}^4\text{He}$  является последним ядром в начальном этапе нуклеосинтеза. В принципе, он мог бы образовать более тяжелые ядра ( $A = 7$ ) в результате реакций



но кулоновский барьер для этих реакций около 1 МэВ, тогда как ядра при температуре  $T = 9 \cdot 10^8$  К имеют кинетическую энергию только 0,1 МэВ.

В работе [4] приводятся в хронологическом порядке события, которые происходили во Вселенной, начиная с момента  $10^{-2}$  с после ее рождения (табл. 1). Из табл. 1 видно, что процессы образования ядер прекращаются при  $t = 35$  мин, когда температура Вселенной падает до  $3 \cdot 10^8$  К. Это означает, что протоны и нейтроны уже не сливаются, образуя более тяжелые ядра. Следующий этап осуществляется, когда возраст Вселенной достигает  $7 \cdot 10^5$  лет и температура падает до 3000 К. При такой температуре хими-

Таблица 1. Первичный нуклеосинтез

| Возраст Вселенной  | Температура, К    | Состояние и состав вещества   |
|--------------------|-------------------|---|
| $10^{-2}$ с        | $10^{11}$         | $n, p, e^-, e^+, \nu, \bar{\nu}$ в тепловом равновесии; $n$ и $p$ в одинаковом количестве   |
| $10^{-1}$ с        | $3 \cdot 10^{10}$ | Те же частицы, что и выше, но отношение числа нейтронов к числу протонов $n : p \cong 3 : 5$  |
| 1 с                | $10^{10}$         | $\nu, \bar{\nu}$ отделяется от остальных частиц; $e^-, e^+$ начинают аннигилировать; $n : p \cong 1 : 3$  |
| 13,8 с             | $3 \cdot 10^9$    | Начинается образование D и ${}^4\text{He}$ ; исчезают $e^-, e^+$ ; есть также свободные $n$ и $p$   |
| 35 мин             | $3 \cdot 10^8$    | Фиксируется количество D и ${}^4\text{He}$ по отношению к числу протонов и электронов; ${}^4\text{He}/\text{H} \sim 22-28\%$ (по массе)   |
| $7 \cdot 10^5$ лет | $3 \cdot 10^3$    | Химическая энергия связи становится достаточной, чтобы образовались устойчивые нейтральные атомы. Теперь Вселенная прозрачна для излучения. Вещество начинает доминировать над излучением |

*Примечание.* Обозначения:  $n$  — нейтрон,  $p$  — протон,  $e^-$  — электрон,  $e^+$  — позитрон,  $\nu$  — нейтрино,  $\bar{\nu}$  — антинейтрино, D — дейтерий, H — водород, He — гелий.

ческая энергия связи атомных ядер и электронов достаточно высока, чтобы удержать их вместе в виде нейтральных атомов. В эту эпоху происходит образование водорода и гелия. На этом завершается этап первичного нуклеосинтеза. Более тяжелые ядра образуются уже в результате процессов, связанных с эволюцией звезд.

*1.2.2. Звездный нуклеосинтез.* В процессе эволюции Вселенная постоянно обогащается все более тяжелыми химическими элементами. Распространенность химических элементов во Вселенной определяют разными способами: по спектру излучения звезд, путем элементного анализа земных и космических образцов (метеоритов, лунных образцов). Полученная таким образом кривая распространенности элементов показана на рис. 2. Кривая имеет максимумы для группы кремния и группы железа, после чего кривая распространенности распадается на две ветви: одна включает нейтронообогащенные изотопы и характеризуется тремя двойными пиками вблизи магических чисел  $N = 50, 82$  и  $126$ , а вторая включает менее распространенные протоннообогащенные изотопы.

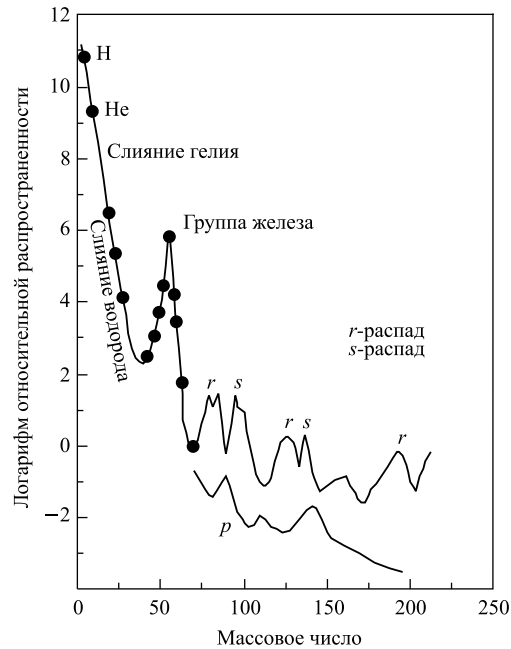


Рис. 2. Кривая распространенности элементов. Верхняя кривая с двойными ( $r$  и  $s$ ) пиками соответствует нейтроноизбыточным изотопам, нижняя ( $p$ ) протоннообогащенным изотопам

Одной из ступеней нуклеосинтеза являлось образование  $^{12}\text{C}$ . Как было показано выше, углерод может быть образован в результате реакции  $^4\text{He} + ^8\text{Be} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ .

Однако ядро  $^8\text{Be}$  является нестабильным по отношению к распаду на две  $\alpha$ -частицы и живет  $10^{-16}$  с. Между тем при температуре, близкой к  $10^8$  К, и плотности порядка  $10^5$  г/см<sup>2</sup> три ядра  $^4\text{He}$  могут образовать ядро  $^{12}\text{C}$  в результате двухступенчатой реакции  $^4\text{He} + ^4\text{He} \rightarrow ^8\text{Be} + ^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$ , вторая часть которой носит резонансный характер. Эта реакция позволяет объяснить существование углерода, а с ним и других наблюдаемых изотопов. На каждой стадии слияния ядер, инициируемых взрывами внешней оболочки звезд, образуются все более тяжелые ядра:  $^4\text{He}$ ,  $^{12}\text{C}$ ,  $^{16}\text{O}$ ,  $^{28}\text{S}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ . При этом процессы образования сопровождаются и процессами распада этих ядер. В этом случае в наиболее благоприятных условиях находятся изотопы, имеющие наибольшую стабильность (энергия связи на нуклон максимальна). К таким относятся ядра в области  $A \approx 60$ . Это объясняет повышение содержания ядер группы железа [5].

Несколько иной механизм образования ядер тяжелее железа. Этот механизм объясняется последовательными реакциями радиоактивного захвата нейтронов элементами группы железа. Наличие двойных пиков в кривой распространённости элементов (рис. 2) свидетельствует о наличии двух различных процессов захвата нейтронов, так называемых  $r$ - и  $s$ -процессов. Эти два процесса соответствуют различным нейтронным плотностям. В случае малых плотностей нейтронов ( $s$  (slow)-процесс) при радиационном захвате  $(A, Z) + n(A + 1, Z) + \gamma$  образуется изотоп с массой на единицу больше, чем масса ядра мишени. Если конечное ядро  $(A + 1, Z)$  стабильно, то на нем также может произойти радиационный захват с образованием нового изотопа  $(A + 2, Z)$ . При малых потоках ядро  $(A + x, Z)$  распадается раньше, чем поглотит нейтрон. В основном оно распадается путем  $\beta$ -распада, в результате которого образуется новое ядро  $(A + x, Z + 1)$  или же целая цепочка распадов, заканчивающаяся на ядре, время жизни которого будет достаточно большим для того, чтобы произошел новый радиационный захват. Этот процесс повторяется многократно и приводит к образованию нейтронодефицитных ядер с массой до 200. После этого ядра с большой вероятностью делятся, что прерывает  $s$ -процесс. При больших плотностях нейтронов ( $r$  (rapid)-процесс) ядро  $(A + x, Z)$  поглотит нейтроны раньше, чем распадется, и происходят новые радиационные захваты. Это длится до тех пор, пока цепочка захватов не дойдет до изотопа с очень малым периодом полураспада, и мы придем к предыдущему случаю.

На рис. 3 показаны цепочки  $r$ - и  $s$ -процессов образования изотопов из ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Подтверждением существования  $r$ - и  $s$ -процессов является повышенное содержание изотопов при  $N = 50, 82$  и  $126$ . Экспериментально показано, что распространённость элементов обратно пропорциональна пол-

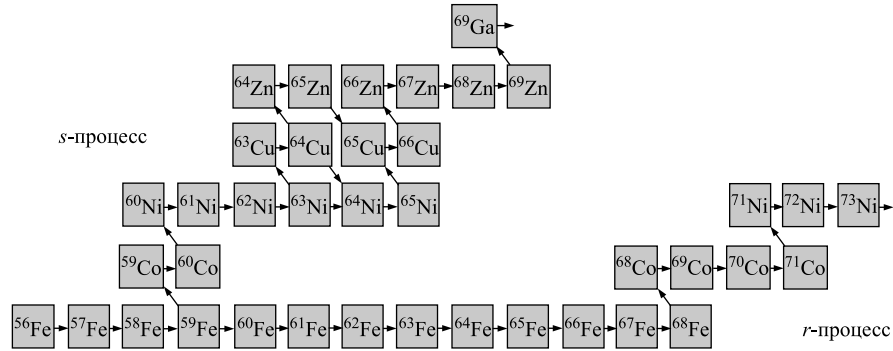


Рис. 3. Цепочки быстрого и медленного захвата нейтронов ( $r$ - и  $s$ -процессы) для ядра  $^{56}\text{Fe}$ . Стрелками показаны альтернативные каналы образования  $^{65}\text{Cu}$

ным сечениям захвата нейтронов. Для ядер с магическими числами это сечение на несколько порядков ниже, чем для других соседних ядер. С точки зрения ядерной физики этот результат — проявление магических чисел. Для астрофизики это доказательство существования  $s$ -процесса.

Было предсказано также существование оболочки с  $Z = 114$  и, соответственно, повышение стабильности сверхтяжелых ядер вблизи дважды магического ядра  $^{298}114$  (114 протонов и 184 нейтрона). Расчеты, проведенные по оболочечной модели, показали возможность существования такого сверхтяжелого ядра с периодом полураспада до  $\sim 10^8$  лет [6]. Несмотря на то, что точность таких расчетов невелика, и они, скорее, носят качественный характер, последние опыты по синтезу тяжелых изотопов 112–118-го элементов показали, что наблюдается повышение стабильности сверхтяжелых ядер по отношению к  $\alpha$ -распаду [7], что является дополнительным подтверждением повышения стабильности сверхтяжелых ядер вблизи оболочек (рис. 4).

Если предположить, что наиболее долгоживущие сверхтяжелые ядра имеют период полураспада  $10^5$ – $10^6$  лет, что не сильно расходится с предсказаниями теории, которая свои оценки делает также с определенной точностью, то не исключено, что они могут быть обнаружены в космических лучах — свидетелях образования элементов на других, более молодых планетах Вселенной. Если предположить также, что период полураспада «долгожителей» может составлять десятки миллионов лет или более, то они могли бы присутствовать в земле, сохранившись в очень малых количествах от момента образования элементов в Солнечной системе до наших дней. Среди возможных кандидатов наиболее реальными являются изотопы 108-го элемента (Hs), ядра которых содержат около 180 нейтронов. Химические опыты, проведенные с короткоживущим изотопом  $^{269}\text{Hs}$  ( $T_{1/2} \sim 9$  с), показали, что

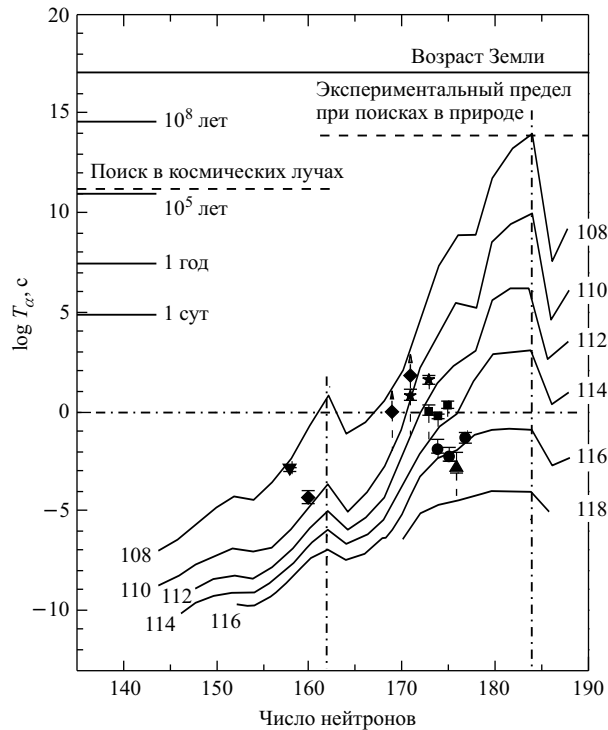


Рис. 4. Зависимость времени жизни сверхтяжелых элементов относительно их  $\alpha$ -распада от числа  $N$  нейтронов. Сплошные горизонтальные линии отмечают определенный возраст. Штриховыми линиями указаны экспериментальные пределы поиска элементов в природе и космических лучах

108-й элемент, как и ожидалось, согласно Периодическому закону, является химическим гомологом 76-го элемента осмия (Os) [8]. Тогда образец металлического осмия может содержать в очень малых количествах 108-й элемент Ека(Os). Присутствие Ека(Os) в осмии можно определить по его радиоактивному распаду. Возможно, сверхтяжелый элемент будет испытывать спонтанное деление, либо спонтанное деление наступит после предшествующих альфа- или бета-распадов (вид радиоактивного превращения, при котором один из нейтронов ядра превращается в протон) более легкого и более короткоживущего дочернего или внучатого ядра. Тогда распад сверхтяжелого ядра будет регистрироваться по нейтронной вспышке, сопровождающей спонтанное деление. Такая установка, включающая в себя  $4\pi$ -нейтронный детектор, была создана в Лаборатории ядерных реакций ОИЯИ и расположена

для уменьшения космического фона нейтронов в подземной лаборатории под Альпами в середине туннеля, соединяющего Францию с Италией на глубине, соответствующей 4000-метровому слою водного эквивалента (рис. 5). Если в течение года измерений наблюдалось хотя бы одно событие спонтанного деления сверхтяжелого ядра, то это будет соответствовать концентрации 108-го элемента в Os-образце около  $5 \cdot 10^{-15}$  г/г, в предположении, что его период полураспада равен  $10^9$  лет. Столь малая величина составляет всего  $10^{-16}$  часть от концентрации урана в земной коре.

Несмотря на сверхвысокую чувствительность эксперимента, шансы обнаружить реликтовые, сверхтяжелые нуклиды малы. Отсутствие эффекта даст лишь верхнюю границу периода полураспада долгожителя на уровне  $T_{1/2} \leq 3 \cdot 10^7$  лет [9].

Пока активные поиски в природных объектах (космических лучах, материалах, лунных образцах, концентратах тяжелых химических элементов земных образцов) не дали положительного результата. В настоящее время проводятся эксперименты на ускорителях в Дубне и Дармштадте (Германия), направленные на искусственный синтез сверхтяжелых элементов в ядерных реакциях с тяжелыми ионами, но, естественно, при меньших временах жизни. Таким образом, в ближайшее время, очевидно, будет дан ответ на вопрос о существовании сверхтяжелых элементов.

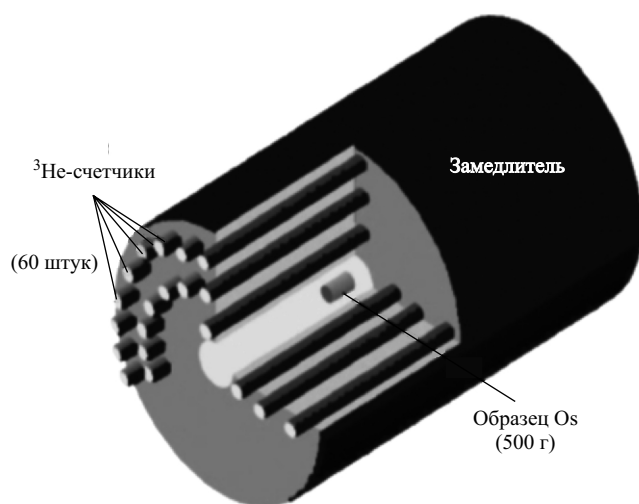


Рис. 5. Установка для регистрации вспышки нейтронов от спонтанного деления ядер при распаде 108-го элемента Ека (Os) (подземная лаборатория в Модане, Франция). Одно событие в год соответствует образованию  $5 \cdot 10^{-15}$  г Ека(Os) в 1 г Os (или  $10^{-22}$  Ека(Os) в 1 г земной коры, или  $10^{-16}$  от содержания U)

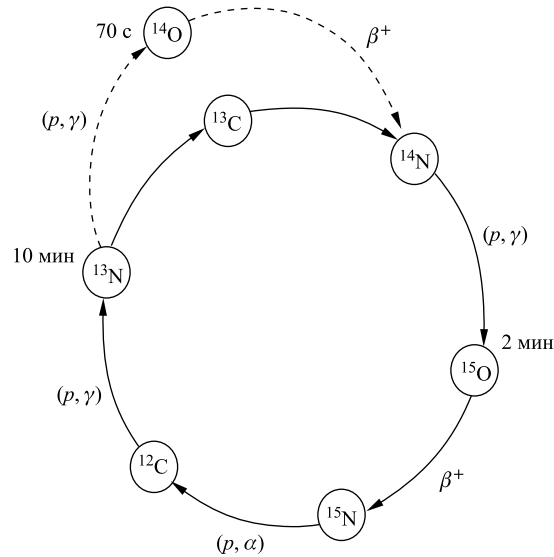


Рис. 6. «Холодный» (сплошная кривая) и «горячий» (штриховая) CNO-циклы. Указаны периоды полураспада ( $T_{1/2}$ ) для изотопов  $^{13}\text{N}$ ,  $^{14,15}\text{O}$

Говоря о проблеме звездного нуклеосинтеза, нельзя также не упомянуть о некоторых процессах, происходящих в них и, в первую очередь, на Солнце, которые существенно меняют начальную распространенность элементов. Главным образом, это относится к так называемому CNO-циклу, в котором углерод, азот и кислород играют роль катализатора в образовании  $4p \rightarrow ^4\text{He}$  (рис. 6).

**1.2.3. Ядерная космохронология.** Космохронология определяет время происшедших во Вселенной событий путем изучения изменения относительной распространенности изотопов с большими периодами полураспада. С этой целью исследуется содержание родительских и дочерних ядер с периодом полураспада, лежащим в интервале  $10^6 - 10^{10}$  лет.

Наиболее удобным для этого являются цепочки [ $^{40}\text{K}(1,3 \cdot 10^9 \text{ лет}) \rightarrow ^{40}\text{Ar}$ ;  $^{87}\text{Rb}(4,8 \cdot 10^{10} \text{ лет}) \rightarrow ^{87}\text{Sr}$ ;  $^{232}\text{Th}(1,4 \cdot 10^{10} \text{ лет}) \rightarrow ^{208}\text{Pb}$ ;  $^{238}\text{U}(4,5 \cdot 10^9 \text{ лет}) \rightarrow ^{206}\text{Pb}$ ].

Все эти изотопы образовались в результате  $r$ -процесса. Старейшие образцы земного и лунного происхождения, а также метеоритов имеют возраст до 4,55 гигаlet ( $4,55 \cdot 10^9$ ). Исследования в них дочерних активностей показали, что возраст Солнечной системы составляет 4,6–4,8 гигаlet и последовательность ее эволюции следующая:

1. Большой взрыв, приведший к образованию нейтральных атомов ( $\sim 10^6$  лет).

2. Уплотнение галактик и образование звезд (временной интервал  $\equiv \delta \sim 1-2$  гигаlet).

3. Нуклеосинтез в звездах, ведущий к образованию существующих химических элементов (временной интервал  $\equiv \Delta = 2-4$  гигаlet).

4. Образование Солнечной системы из остатков ранних звезд (временной интервал  $\equiv T_C = 4,6$  гигаlet).

Таким образом, возраст Вселенной определяется как  $T_B = \delta + \Delta + T_C$ .

Для нахождения этих времен обычно сравнивают наблюдаемое содержание того или иного изотопа и их соотношение с вычислениями по какой-либо модели. Эти расчеты для ядер с массой легче 200 обычно усложняются из-за необходимости учитывать вклад в их образование  $r$ - и  $s$ -процессов. Для более тяжелых ядер можно рассматривать вклад только  $r$ -процесса. Так, соотношение  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  меняется со временем из-за разного периода полураспада. В настоящее время их соотношение (0,00720) сильно отличается от их содержания в момент образования Солнечной системы (0,29). В процесс образования  $^{238}\text{U}$  вносят вклад после  $\beta$ -распада изотопы с массой 238, образующиеся в результате  $r$ -процесса и  $\alpha$ -распада ядер с массой 242, 246 и 250. Ядра с массой выше 250 имеют короткий период полураспада по отношению к спонтанному

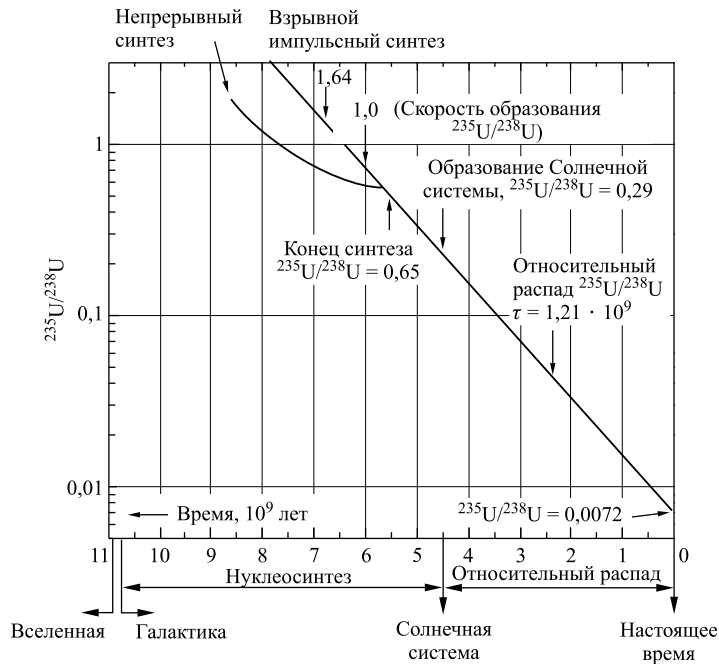


Рис. 7. Содержание  $^{235}\text{U}$  по отношению к  $^{238}\text{U}$  в зависимости от времени с момента образования Вселенной до нашего времени, когда это соотношение составляет 0,0072



делению и поэтому не вносят существенного вклада в образование  $^{238}\text{U}$ . С учетом этого можно оценить соотношение  $^{235}\text{U}$  и  $^{238}\text{U}$ , образующихся в  $r$ -процессе. На рис. 7 показаны результаты оценки соотношения  $^{235}\text{U}/^{238}\text{U}$  в зависимости от времени. Такие же расчеты проводят для более легких ядер. В этом случае приходится учитывать вклад  $s$ -процесса, а также структуру самих ядер, т. е. схему ядерных уровней, которые заселяются с разной вероятностью. Эту информацию о структуре ядерных уровней получают из экспериментов, проводимых на ускорителях в лабораторных условиях.

## 2. ЯДЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ В АСТРОФИЗИКЕ

Наиболее фундаментальные проблемы астрофизики — процессы выделения энергии при образовании и взрыве звезд, а также нуклеосинтез — самым непосредственным образом связаны с физикой элементарных частиц, а также с исследованиями методами ядерной физики различных характеристик ядер и ядерных взаимодействий при различных энергиях, в том числе и при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Основную информацию для решения тех или иных астрофизических проблем получают из следующих экспериментальных данных:

- периодов полураспада ядер у границ нуклонной стабильности (для  $r$ - и  $s$ -процессов);
- вероятности нейтронной эмиссии после  $\beta$ -распада;
- характеристик ядерных реакций, приводящих к синтезу новых ядер;
- значений полных сечений ядерных реакций;
- характеристик ядерных реакций под действием экзотических ядер;
- энергий связи и массы ядер, удаленных от линии  $\beta$ -стабильности;
- характеристик супернейтронно-избыточных ядер легчайших элементов (мультинейтронные системы, сверхтяжелые изотопы водорода ( $^{4,5,6,7}\text{H}$ ), гелия ( $^{6,8,9,10}\text{He}$ ), лития ( $^{9,10,11,13}\text{Li}$ ) и др.);
- измерений ядерной температуры;
- характеристик эмиссии нейтрино из экзотических ядер ( $^8\text{B}$ );
- вероятностей протекания термоядерных реакций с легкими экзотическими ядрами.

Список этих данных, извлекаемых из ядерно-физических экспериментов, можно продолжить. Однако уже из вышперечисленного видно, насколько обширная информация может быть получена из ядерных экспериментов для решения многих проблем астрофизики.

**2.1. Экзотизм ядер.** Экзотические состояния ядерной материи, т. е. ядер, находящихся в экстремальных состояниях — с высоким спином, большой деформацией, высокой плотностью и температурой, ядра, обогащенные нейтронами или протонами на границе нуклонной стабильности, играют важную роль в исследованиях фундаментальных свойств ядер, приближающих нас к

получению уравнения состояния ядерной материи. Это, несомненно, имеет большое значение при экстраполяции характеристик микромира в макромир, представляющий нашу Вселенную.

Синтез и изучение нейтроноизбыточных изотопов имеют две основные цели: установление местоположения границ нейтронной стабильности и получение информации о свойствах экзотических ядер вблизи этих границ. С развитием ускорительной техники стало возможным получать ускоренные пучки вторичных радиоактивных ядер. В связи с этим открылись новые широкие возможности для изучения как структуры самих легких экзотических ядер, так и особенности ядерных реакций под действием этих ядер.

Чрезвычайно важным является получение новой информации о ядрах, находящихся вблизи границы нуклонной стабильности, так как для свойств таких ядер можно ожидать (и уже экспериментально наблюдаются) существенных отклонений от общеизвестных закономерностей. Здесь удобными объектами для исследования служат ядра в области малых  $Z$ . Однако принципиальным является вопрос о том, насколько общими могут быть выводы, сделанные для столь небольшого количества ядер. Ответ на этот вопрос также может дать только эксперимент.

**2.2. Масса ядер.** Фундаментальной характеристикой ядра является его масса. Значение массы необходимо для определения стабильности и свойств слабосвязанных ядер. На основе измеренной массы определяется энергия связи ядра, которая отражает баланс между ядерными и кулоновскими силами и, следовательно, конфигурация нуклонов. Измерение масс ядер дает также непосредственную информацию о границах стабильности. Так, для целого ряда ядер, например  ${}^{8-10}\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ ,  ${}^{16}\text{B}$ , эксперимент не только показал, что они более связаны по сравнению с теоретическими предсказаниями ( ${}^{9,10}\text{He}$ ,  ${}^{16}\text{B}$ ), но и то, что некоторые из них вообще являются стабильными ( ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ ). В случаях, когда ядро не связано, важно определить насколько оно нестабильно. Значение массы ядра необходимо также при определении энергии всех процессов, в которых участвует исследуемое ядро.

Измерение масс изотопов гелия позволило открыть так называемую гелиевую аномалию [10]. Установлено, что чем больше число нейтронов в ядре, тем меньше энергия связи последнего нейтрона. Из-за эффекта спаривания нуклонов эта зависимость должна рассматриваться в отдельности для ядер с четным и с нечетным числом нейтронов. При этом монотонная зависимость энергии связи будет модифицироваться вследствие оболочечных эффектов. Практически для всех известных ядер легких элементов стабильность уменьшается с добавлением двух нейтронов. Исключение из этого правила составляет пара ядер  ${}^{15}\text{N}$ – ${}^{17}\text{N}$ , для которых установлено увеличение стабильности. Другим исключением являются изотопы He. Наибольшее увеличение стабильности с ростом числа нейтронов наблюдается для пары  ${}^6\text{He}$ – ${}^8\text{He}$ , для которой оно составляет величину около 1 МэВ. При переходе от  ${}^5\text{He}$  к  ${}^7\text{He}$  энер-

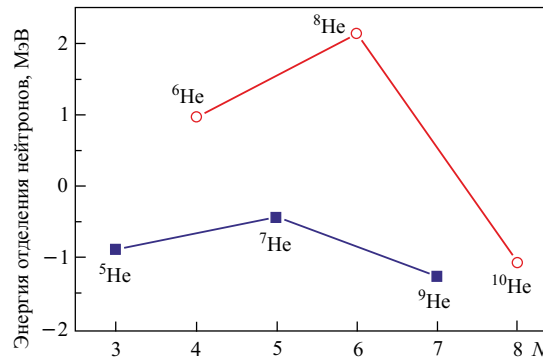


Рис. 8. Энергия отделения одного и двух нейтронов в изотопах He («гелиевая аномалия»)

гия связи тоже увеличивается. Переход от  $^5\text{He}$  к  $^9\text{He}$  (т. е. при увеличении массового числа на четыре нейтрона) практически не меняет энергию связи. Значительно более стабильным, чем предсказывалось, оказался изотоп  $^{10}\text{He}$  ( $E_{2n} = 1,07\text{--}1,2$  МэВ). Этот эффект и был назван «гелиевой аномалией» (рис. 8). Количественного объяснения такого необычного поведения энергии отделения нейтронов для этих ядер до сих пор нет. Однако высказываются некоторые предположения — в частности, что этот эффект можно связать с большим избытком нейтронов в тяжелых ядрах гелия либо объяснить влиянием центробежного барьера на их стабильность. Для интерпретации таких «аномалий», возникающих и в других нейтроноизбыточных ядрах, необходимы экспериментальные данные о массах соседних пар изотопов, сильно обогащенных нейтронами.

Измерение масс ядер дает также информацию об эволюции формы ядер, которая может происходить у ядер вблизи границы нуклонной стабильности [11].

**2.3. Схемы уровней ядер.** Схемы уровней легких нейтроноизбыточных ядер, как стабильных, так и нестабильных по отношению к распаду с испусканием нейтрона, также дают важную информацию об их свойствах. До недавнего времени информация об уровнях таких ядер была достаточно скудной, в том числе сам факт существования возбужденных состояний для большинства таких ядер не был установлен. Например, для наиболее тяжелых стабильных изотопов  $^8\text{He}$ ,  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и нестабильных  $^{10}\text{He}$ ,  $^{10}\text{Li}$ ,  $^{16}\text{B}$  наличие возбужденных уровней было обнаружено лишь недавно. Экспериментальная информация об уровнях с их квантовыми характеристиками позволяет определить последовательность заполнения оболочек и тем самым применимость той или иной теоретической модели, наличие коллективного возбуждения (например, мягкой дипольной моды), тип распада уровней и т. д.

**2.4. Форма ядер.** В последнее время активно обсуждаются вопросы, связанные с тем, что деформация может привести к увеличению энергии связи ядер. С этой точки зрения особый интерес представляют ядра с числом нейтронов  $N = 20$ , для основного состояния которых ожидается сферическая форма вследствие заполнения замкнутой оболочки  $N = 20$ . Однако последние теоретические расчеты их энергий связи предсказывают для некоторых из них наличие сильной продольной деформации ( $\beta \sim 0,3$ ) и даже существование изомерных состояний. Предполагается, что следствием этой деформации является экспериментально обнаруженное резкое увеличение энергии связи двух нейтронов в нейтроноизбыточных ядрах  $^{31}\text{Na}$  и  $^{32}\text{Mg}$ , т. е. имеет место инверсия нильсоновских уровней, соответствующих большой деформации [12]. Это свидетельствует о том, что разрушается замкнутая оболочка и  $N = 20$  не является больше «магическим» числом. Последующие эксперименты по изучению ядер  $^{33-35}\text{Al}$ ,  $^{35}\text{Si}$ ,  $^{36,37}\text{P}$  [13] показали возможность нахождения ядер в области между магическими числами  $N = 20$  и  $28$  в сферической и деформированной форме (область сосуществования двух видов деформации).

Эксперименты по измерению  $T_{1/2}$  для ядер  $^{27,29}\text{F}$ ,  $^{30}\text{Ne}$  показали также, что они являются более стабильными, чем это предсказывалось оболочечной моделью [14]. Измеренная большая величина вероятности перехода  $B(E2; 0^+ \rightarrow 2^+)$  для ядра  $^{32}\text{Mg}$  ( $N = 20$ ) подтвердила возможность существования деформации в магических легких ядрах [15]. Обнаружение последних связанных сильно нейтроноизбыточных изотопов  $^{32}\text{Ne}$  и  $^{40}\text{Mg}$  [16, 17] также показало справедливость предсказания увеличения стабильности нейтроноизбыточных ядер с увеличением их деформации.

Весьма показателен в этом отношении изотоп  $^{28}\text{O}$ . Это дважды магическое ( $N = 20$ ,  $Z = 8$ ) ядро пока экспериментально не обнаружено. Однако ядро  $^{29}\text{F}$  с тем же числом нейтронов, но на один протон больше ( $N = 20$ ,  $Z = 9$ ) оказалось нуклонно-стабильным. Если  $pn$ -взаимодействие не является причиной этой стабильности, можно предположить, что эффект деформации в ядре  $^{29}\text{F}$  существеннее, чем в ядрах  $^{31,32}\text{Na}$ , что и обуславливает его стабильность. Исследование свойств ядер вблизи магических чисел нейтронов  $N = 20, 28, 50$  является интереснейшей задачей ядерной физики и требует своего дальнейшего развития с использованием разнообразных методов для измерения деформации ядер и их радиусов. Информация о свойствах таких ядер необходима для расчета сценариев нуклеосинтеза в  $r$ -процессе.

**2.5. Размеры ядер.** Определение размеров ядер всегда являлось фундаментальной задачей ядерной физики, поскольку для многих расчетов необходимы точные значения распределения ядерной материи (зарядовых и нуклонных радиусов). Эти распределения изучались преимущественно в экспериментах по рассеянию электронов (извлекалась информация о распределении заряда в ядрах) и адронов (определялось распределение нуклонов в ядре).

С появлением возможности получать вторичные радиоактивные пучки существенно расширился диапазон ядер, для которых можно было определить прямым способом их размеры, используя информацию из экспериментов по измерению сечений реакций, вызванных такими ядрами. Известно, что изменения в энергии связи коррелируют с размером ядра. Наиболее ярко это проявилось в области легких ядер — был выявлен ряд новых интересных свойств, которые связаны с исключительно малой энергией связи валентных нейтронов в ядрах, находящихся на границе нейтронной стабильности. Так, в реакциях с вторичными радиоактивными пучками изотопов He, Li, Be и B было обнаружено чрезвычайно высокое значение сечения реакции для некоторых изотопов [18]. Извлеченные в этих экспериментах значения радиусов распределения ядерного вещества показали постепенное их увеличение с ростом числа нейтронов, а для слабосвязанных ядер  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$  и  $^{17}\text{B}$ , близких к границе стабильности, эти радиусы существенно превысили значения, определяемые стандартным приращением в зависимости от массы  $\sim A^{1/3}$  (рис. 9) [19].

Подобные результаты получены также и для области более тяжелых ядер [20].

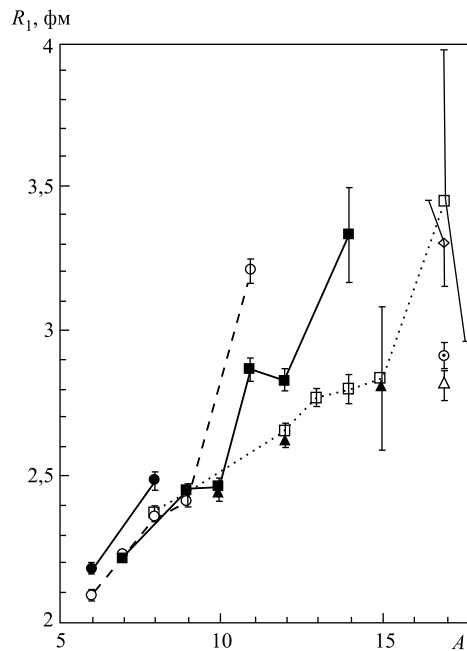


Рис. 9. Радиусы взаимодействия легких ядер, извлеченные из экспериментальных значений сечений взаимодействия [21]: ● — He; ○ — Li; ■ — Be; □ — B; ▲ — C; △ — N; △ — F; ◇ — Ne

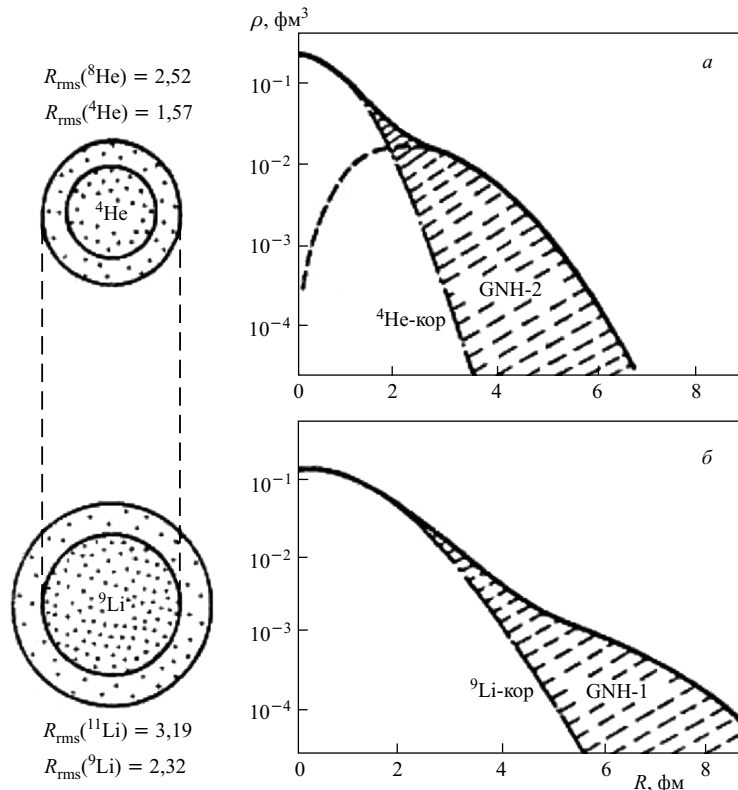
Определение закономерностей в поведении радиусов в зависимости от массы, изоспина и энергии в широком диапазоне позволяет определять структуру экзотических ядер и предсказывать существование новых ядер с нейтронным гало. В этих исследованиях особенно информативным является изучение зеркальных ядер, когда одно из таких ядер несвязанное. Использование измеренных значений квадрупольных моментов, а также разниц в кулоновской энергии позволяет ввести новый вид систематики при поиске необычных состояний экзотических ядер.

Систематика всего семи пар зеркальных ядер подтвердила существование нейтронного гало в изотопах  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ , предсказала гало в ядрах  ${}^9\text{Be}$  и  ${}^{15}\text{C}$  ( $R_n^{\text{rms}} - R_p^{\text{rms}} \sim 0,20 - 0,30$  фм), а также указывает на инверсию  $s$ - и  $d$ -орбит в зеркальной паре  ${}^{17}\text{Ne} - {}^{17}\text{N}$  [21]. Полученные таким образом значения радиусов распределения нуклонов позволяют определять вероятности их взаимодействия с другими ядрами, что является принципиальным в расчетах сценария нуклеосинтеза.

**2.6. Нейтронное гало.** Такое аномальное значение радиуса сильно нейтронообогащенных ядер было интерпретировано как проявление в этих ядрах так называемого нейтронного гало, когда в слабосвязанных ядрах валентные нейтроны образуют длинный хвост в распределении плотности нейтронов [22]. Гало является характеристикой связанного состояния, лежащего вблизи порога эмиссии частиц. Дальнейшие эксперименты с применением реакций фрагментации, реакций диссоциации в поле ядра мишени, а также измерения импульсных распределений нуклонов или фрагментов, образующихся в результате взаимодействия таких ядер, подтвердили предположение о существовании в легких нейтроноизбыточных ядрах нейтронного гало [23].

Таким образом, увеличение среднеквадратичного радиуса распределения нейтронов является первым признаком наличия гало в экзотических ядрах. В дальнейшем было обнаружено существование двух типов гало [24]. Первый тип связан с общим увеличением размера ядра (в случае ядер  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{11}\text{Be}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$ ,  ${}^{17}\text{B}$ ). Второй тип гало имеет место в ядрах с нормальными размерами (например,  ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ). Отличие между этими двумя видами гало показано на рис. 10 для ядер  ${}^{11}\text{Li}$  и  ${}^8\text{He}$ . Считается, что гало первого рода объясняется очень малой энергией связи валентных нейтронов, тогда как гало второго рода — результат очень компактного ( $\alpha$ -частичного) кора ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ . В работе [25] были измерены сечения взаимодействия и фрагментации для ядер  ${}^{4,6,8}\text{He}$  при энергиях 800 МэВ/А и сделан вывод о том, что увеличение сечения взаимодействия с массовым числом связано с сечением срыва нейтронов. Определив пространственное распределение нейтронов и протонов, авторы получили, что  $R_n^{\text{rms}} - R_p^{\text{rms}} \sim 0,9$  фм для  ${}^6\text{He}$  и  ${}^8\text{He}$ .

Этот эффект протяженного нейтронного распределения по сравнению с протонным был назван нейтронной шубой. Четкой разницы между нейтронной шубой и нейтронным гало нет, хотя с помощью этих понятий можно


 Рис. 10. Распределение нейтронной плотности в ядрах  $^8\text{He}$  (а),  $^{11}\text{Li}$  (б)

попытаться отделить ядра с очень малой энергией связи последних нейтронов (например,  $S_{2n}(\text{Li}) \sim 0,3$  МэВ,  $S_n(\text{Be}) = 0,5$  МэВ) от ядер со сравнительно большими значениями (например,  $S_{2n}(^6\text{He}) = 0,97$  МэВ,  $S_{2n}(^8\text{He}) = 2,14$  МэВ) [25]. Существует предположение о существовании двухнейтронного гало в виде динейтрона. Этот вопрос так же важен, как и вопрос о корреляциях между нейтронами гало и кором ядра. В работах [26–28] изложен не только фактологический материал, но и проведен анализ развития понимания нейтронного гало и свойств ядер, имеющих нейтронное гало, которое играет существенную роль в структуре таких ядер, а также проявляется при их взаимодействии с другими ядрами.

Таким образом, обнаруженные в последние годы новые явления при изучении свойств легчайших ядер у границы нейтронной стабильности привели к необходимости пересмотра ряда представлений об этих ядрах. Здесь остается ряд открытых вопросов, на которые в ближайшее время должен быть получен экспериментальный ответ.

- Важным является вопрос структуры уровней ядер с нейтронным гало. Для объяснения повышенного сечения электромагнитной диссоциации таких ядер был предложен новый тип коллективного возбуждения [29] при малых энергиях возбуждения. Эта новая мода возбуждения была названа мягким дипольным резонансом. К настоящему времени экспериментально подтверждено существование низкоэнергетического  $E1$ -диполя в некоторых ядрах, однако механизм его возбуждения пока не нашел своего однозначного объяснения, тем более что значение энергии возбуждения оказалось модельно-зависимым. Важно провести также поиск предсказанных возбуждений более высокой мультипольности.

- Необходимы данные о новых более тяжелых ядрах с гало, так как пока известны только несколько ядер с двухнейтронным гало ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^8\text{He}$ ,  ${}^{11}\text{Li}$ ,  ${}^{14}\text{Be}$  и  ${}^{17}\text{B}$ ) и всего два ядра с одонейтронным гало ( ${}^{11}\text{Be}$  и  ${}^{19}\text{C}$ ) [30]. Предсказывается существование многих других галообразных ядер. Большие возможности по их образованию и исследованию открываются с использованием пучков радиоактивных ядер.

- Важной является проблема последовательности заполнения оболочек [31]. Требуется ответа вопрос о том, какое влияние оказывают спаривание и оболочки, в том числе деформированные, на стабильность ядер.

- Требуется более детальная информация о размерах ядер и их изоспиновой зависимости. Использование вторичных пучков радиоактивных ядер позволит определить изоспиновую зависимость пространственного распределения ядерного вещества для многих экзотических ядер.

- Остается вопрос о корреляциях нуклонов нейтронного гало. Фрагментация экзотических ядер, полученных в виде пучков, оказалась эффективным способом изучения корреляций между их составляющими. Эксперименты с использованием полной кинематики могут дать ответ на этот вопрос.

- Вопрос о существовании динейтрона и тетранейтрона в ядрах с нейтронным гало также требует ответа.

Экспериментальное решение этих и ряда других проблем в области легких нейтроноизбыточных ядер связано с возможностью получения в достаточно больших количествах таких ядер. В последнее время в связи с развитием мощных ускорительных комплексов пучков стабильных и радиоактивных ядер эта задача успешно решается.

**2.7. Ядерные реакции и нуклеосинтез.** Важную роль в процессах нуклеосинтеза играют ядерные реакции, идущие с захватом протонов, нейтронов или более тяжелых частиц ( $\alpha$ -частиц, тяжелых ионов) различными ядрами, в том числе и нестабильными. Определение скорости протекания этих реакций является сложной экспериментальной задачей. Сечение таких процессов также сильно зависит от температуры объекта. В процессе невзрывной эволюции звезды ее температура относительно низкая и эффективное сечение реакций составляет величину от пикобарн до нанобарн ( $10^{-36}$ – $10^{-33}$  см<sup>2</sup>).



При взрыве звезд температура очень высокая ( $\sim 10^9$  К) и эффективное сечение составляет миллибарны ( $10^{-27}$  см<sup>2</sup>). Для моделирования этих процессов в лабораторных условиях необходимо иметь широкий диапазон радиоактивных ядер, которые играют основную роль при взрыве звезд. Такая возможность в последнее время появилась с созданием ускорительных комплексов пучков радиоактивных ядер. С помощью таких пучков исследуют характеристики реакций, используя при этом мишени из водорода и гелия. Приведем несколько примеров таких реакций. В последнее время астрофизиками активно обсуждается существование неоднородностей в распределении адронной материи после перехода кварк-адронной фазы. При этом содержание элементов с  $A \approx 7$  может быть гораздо выше того, что предсказывается стандартной моделью. Для нуклеосинтеза в таком неоднородном («big band») процессе принципиальными являются реакции типа  ${}^8\text{Li}(\alpha, n){}^{11}\text{B}$ ;  ${}^6\text{He}(\alpha, n){}^9\text{Be}$ ;  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$ ;  ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$ . При моделировании горячего протон-протонного канала, который может иметь место при взрыве сверхновых звезд, интерес представляют измерения скорости протекания таких реакций, как  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ ;  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ;  ${}^8\text{Be}(p, \gamma){}^9\text{C}$ ;  ${}^{11}\text{C}(p, \gamma){}^{12}\text{N}$ .

Классический CNO-цикл в звездах протекает тогда, когда реакция  ${}^{13}\text{N}(p, \gamma){}^{14}\text{O}$  более вероятна, чем  $\beta$ -распад ядра  ${}^{13}\text{N}$ . Эти процессы играют важную роль в образовании суперновых и супермассивных объектов. Для исследования CNO-цикла можно использовать такие реакции с радиоактивными ядрами, как  ${}^{19}\text{Ne}(p, \gamma){}^{20}\text{Na}$ ;  ${}^{14}\text{O}(\alpha, p){}^{17}\text{F}$ ;  ${}^{15}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{19}\text{Ne}$  (см. табл. 2).

Таблица 2. Классические цепочки CNO-цикла в звездах

| Цепочка реакций I   |                                     |
|---|-------------------------------------|
| ${}^{12}\text{C} + p \rightarrow {}^{13}\text{N} + \gamma$        | $Q = 1,94$ МэВ                      |
| ${}^{13}\text{N} \rightarrow {}^{13}\text{C} + e^+ + \nu e$       | $Q = 1,20$ МэВ, $T_{1/2} = 10$ мин  |
| ${}^{13}\text{C} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \gamma$        | $Q = 7,55$ МэВ                      |
| ${}^{14}\text{N} + p \rightarrow {}^{15}\text{O} + \gamma$        | $Q = 7,30$ МэВ                      |
| ${}^{15}\text{O} \rightarrow {}^{15}\text{N} + e^+ + \nu e$       | $Q = 1,73$ МэВ, $T_{1/2} = 124$ с   |
| ${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{12}\text{C} + {}^4\text{He}$ | $Q = 4,97$ МэВ                      |
| Цепочка реакций II  |                                     |
| ${}^{15}\text{N} + p \rightarrow {}^{16}\text{O} + \gamma$        | $Q = 12,13$ МэВ                     |
| ${}^{16}\text{O} + p \rightarrow {}^{17}\text{F} + \gamma$        | $Q = 0,60$ МэВ                      |
| ${}^{17}\text{F} \rightarrow {}^{17}\text{O} + e^+ + \nu e$       | $Q = 1,74$ МэВ, $T_{1/2} = 66$ с    |
| ${}^{17}\text{O} + p \rightarrow {}^{14}\text{N} + \alpha$        | $Q = 1,19$ МэВ                      |
| Цепочка реакций III   |                                     |
| ${}^{17}\text{O} + p \rightarrow {}^{18}\text{F} + \gamma$        | $Q = 6,38$ МэВ                      |
| ${}^{18}\text{F} \rightarrow {}^{18}\text{O} + e^+ + \nu e$       | $Q = 0,64$ МэВ, $T_{1/2} = 110$ мин |
| ${}^{18}\text{O} + p \rightarrow {}^{15}\text{N} + \alpha$        | $Q = 3,97$ МэВ                      |

Другой непрямой способ определения скорости реакций, а также исследования цепочек образования нуклидов в нуклеосинтезе состоит в получении методами ядерной физики спектроскопических данных о ядрах, удаленных от линии стабильности. Эти данные непосредственно используются для описания  $s$ - и  $r$ -процессов. Особенно важно знать с высокой точностью характеристики распада ядер в так называемых поворотных точках  $r$ -процесса. В работе [32] на основе данных совместного эксперимента на пучках ускорителя тяжелых ионов Дубна–ГАНИЛ (Франция)–Майнц (Германия) была получена схема быстрого нейтронного захвата в области ядер S, Cl и Ag. В этих экспериментах были с высокой точностью измерены периоды полураспада  $T_{1/2}$  и вероятности нейтронного распада ( $P_n$ ) нейтроноизбыточных изотопов ядер S, Cl и Ag. В соответствии с этой схемой было рассчитано максимальное время облучения нейтронами, нейтронный поток и соответствующая ему температура звезды, испускающей нейтроны во временной шкале (рис. 11).

Среди последних успехов ядерной физики — обнаружение и исследование новых видов радиоактивного распада —  $\beta$ -запаздывающего деления, протонного распада, изомерии формы. Учет этих видов распада существенно влияет на цепочки образования нуклидов и является важной проблемой, связывающей ядерную физику и астрофизику.

Особый интерес для астрофизики представляют реакции с легкими слабосвязанными ядрами, протекающие при энергиях, близких к кулоновскому барьеру. Эти реакции имеют много особенностей, которые были обнаружены в последнее время с помощью пучков радиоактивных ядер. Одной из таких особенностей является усиление сечений взаимодействия в подбарьерной области энергий. Особенно сильно этот эффект проявляется для кластерных ядер ( ${}^{6,9,11}\text{Li}$ ) [33, 34], а также ядер с нейтронным гало ( ${}^{6,8}\text{He}$ ) [35, 36]. Основными каналами взаимодействия таких ядер являются реакции передачи, реакции развала и реакции полного слияния. Процесс развала с последующим слиянием ядра-остатка является предметом многочисленных теоретических и экспериментальных исследований. В соответствии с классическими представлениями слияние между взаимодействующими ядрами происходит после преодоления ими барьера, который определяется дальнедействующими кулоновскими силами и составляющей короткодействующего ядерного потенциала. Однако в случае взаимодействия слабосвязанных ядер процесс слияния имеет более сложный характер в связи с большой вероятностью развала этих ядер с последующим захватом ядра-остатка (неполное слияние). Это существенно усложняет описание взаимодействия таких систем и приводит к новым неожиданным эффектам при энергиях вблизи кулоновского барьера, таким как глубокоподбарьерное слияние и передача кластеров из слабосвязанных ядер, имеющих, как правило, кластерную структуру. Так, для реакции передачи нейтронов в случае взаимодействия  ${}^6\text{He}$  сечение достигает величины несколько барн и имеет максимум при энергии вблизи кулонов-

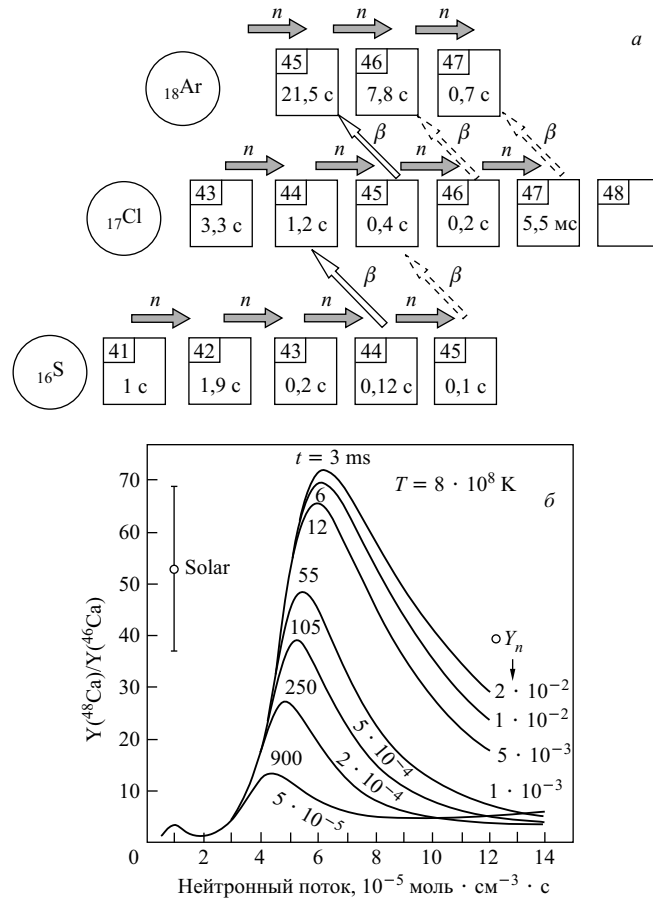


Рис. 11. *a*) Карта нуклидов для нейтроноизбыточных изотопов в области S–Ag. Стрелками указаны два пути образования изотопов во Вселенной при взрыве: подхват нейтронов и  $\beta$ -распад. Первоначально образующиеся ядра сильно перегружены нейтронами, поэтому в результате последовательных  $\beta$ -распадов они превращаются в ядра, имеющие большую стабильность. Реакции захвата нейтронов останавливаются на так называемых «поворотных» ядрах, в данном случае это  $^{44}\text{S}$  и  $^{45}\text{Cl}$ . *б*) Соотношение содержания  $^{48}\text{Ca}/^{46}\text{Ca}$  в метеорите EK1-4-1 от нейтронного потока для температуры  $T = 8 \cdot 10^8$  К, рассчитанное исходя из экспериментально полученной цепочки  $\beta$ -распадов [32]

ского барьера. Большое сечение передачи одного нейтрона и его плавное спадание в область низких энергий (до 5 МэВ) может свидетельствовать о механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона ядра  $^6\text{He}$  с ядром мишени.

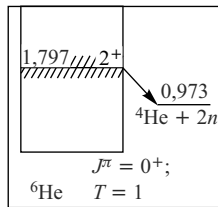
Аналогичный пример хорошо известен для  $dp$ -реакций, где в глубокоподбарьерной области энергии наблюдается существенное увеличение сечения (так называемый резонанс Оппенгеймера–Филипса) [37], связанный с поляризацией слабосвязанного дейтрона. Данное явление было использовано в термоядерной реакции, сопровождающейся колоссальным выделением энергии. В случае реакции с  ${}^6\text{He}$  этот эффект выражен сильнее из-за меньшей энергии связи ядра  ${}^6\text{He}$  по сравнению с дейтроном, большими кулоновскими силами расталкивания  $\alpha$ -частицы по сравнению с протоном в дейтроне, производящими поляризацию  ${}^6\text{He}$ , и большим положительным значением  $Q$ -реакции (табл. 3).

Такие особенности взаимодействия, проявляющиеся в усилении сечения реакций передачи кластеров, а также реакций полного слияния вблизи кулоновского барьера характерны для многих слабосвязанных кластерных ядер.

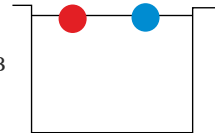
Анализ функций возбуждения для реакций передачи на ядрах  ${}^6\text{Li}$  подтверждает вывод, что основным механизмом таких реакций является захват ядром мишени дейтрона из  ${}^6\text{Li}$ . В результате возбуждения ядра-снаряда в поле ядра-мишени и его поляризации упрощается механизм захвата дейтрона, для которого барьер понижен по сравнению с  $\alpha$ -частицей.

Таблица 3. Возможные каналы термоядерных реакций

| Канал  | Энергия, МэВ |
|--|--------------|
| ${}^2\text{H} + {}^3\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + n$            | +17,59       |
| ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{He} + n$            | +3,27        |
| ${}^2\text{H} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^3\text{H} + p$             | +4,03        |
| ${}^3\text{He} + {}^2\text{H} \rightarrow {}^4\text{He} + p$           | +18,35       |
| ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^3\text{H} + {}^4\text{He}$           | +4,78        |
| ${}^3\text{He} + {}^6\text{He} \rightarrow {}^9\text{Be} + \gamma$     | +21,2        |
| $\rightarrow {}^4\text{He} + \gamma + n$                               | +19,6        |
| ${}^6\text{Li} + {}^6\text{He} \rightarrow {}^{12}\text{B} + \gamma$   | +18,3        |
| $\rightarrow {}^{11}\text{B} + n$                                      | +14,9        |
| ${}^{10}\text{B} + {}^6\text{He} \rightarrow {}^{16}\text{N} + \gamma$ | +24,0        |
| $\rightarrow {}^{15}\text{N} + n$                                      | +21,5        |
| .....  | .....        |



$$W_{6\text{He}} = 0,97 \text{ МэВ} \quad W_d = \varepsilon_p = \varepsilon_n = 2,2 \text{ МэВ}$$



В работе [35] была измерена с высоким энергетическим разрешением функция возбуждения для реакции  $^{206}\text{Pb}(^6\text{He}, 2n)^{210}\text{Po}$  (рис. 12, *a*). Для этого случая величина  $Q$ -реакции составляла +4,2 МэВ, что должно приводить к несколько большим значениям сечения. Как видно из рисунка, наблюдается существенное отличие экспериментальных и расчетных данных. Таким образом, из наблюдения реакций с образованием составного ядра в подбарьерной области энергий был сделан вывод о том, что наблюдается существенное усиление сечений реакций слияния с галообразными ядрами  $^6\text{He}$  вблизи кулоновского барьера (в несколько тысяч раз).

На рис. 12, *a* представлены также результаты расчетов по двухступенчатой модели слияния, предложенной в работе [38]. Согласие экспериментальных данных с расчетными говорит о том, что процесс последовательной передачи нейтронов для ядер с нейтронным гало, по-видимому, является одним из факторов, влияющих на вероятность слияния и увеличивающих сечение реакции в глубокоподбарьерной области энергий. Поэтому для галообразных ядер реакции передачи нейтронов должны протекать с большой вероятностью.

Из рис. 12, *b* видно, что с относительно высоким сечением (несколько барн) протекает реакция передачи одного нейтрона от  $^6\text{He}$  к ядру  $^{197}\text{Au}$

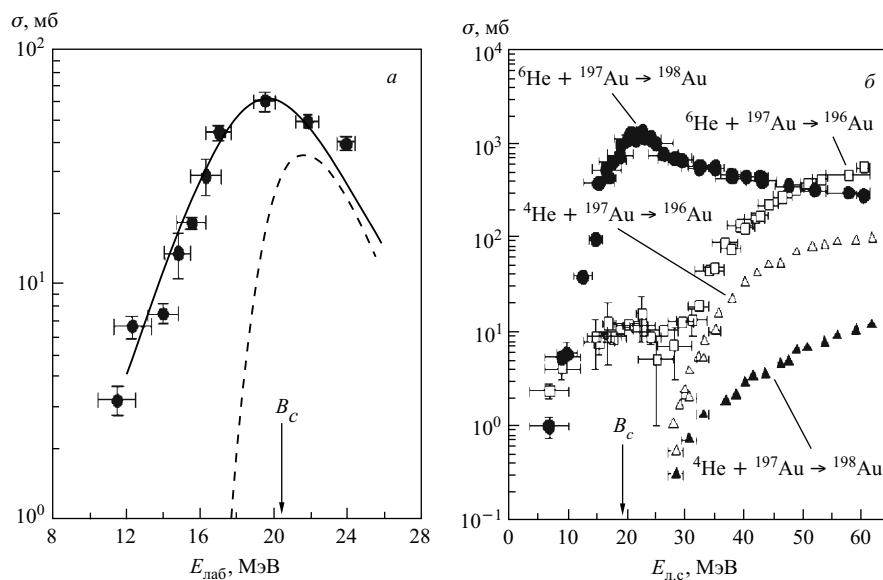


Рис. 12. Энергетические зависимости реакций полного слияния ядер  $^6\text{He}$  с ядрами  $^{206}\text{Pb}$  (*a*) с образованием составных ядер  $^{210}\text{Po}$  и реакций передачи одного нейтрона ( $\bullet$ ) и срыва одного нейтрона ( $\square$ ) на ядрах  $^{197}\text{Au}$  с пучками  $^6\text{He}$  и  $^4\text{He}$  ( $\blacktriangle$ ,  $\triangle$ ) соответственно (*b*)

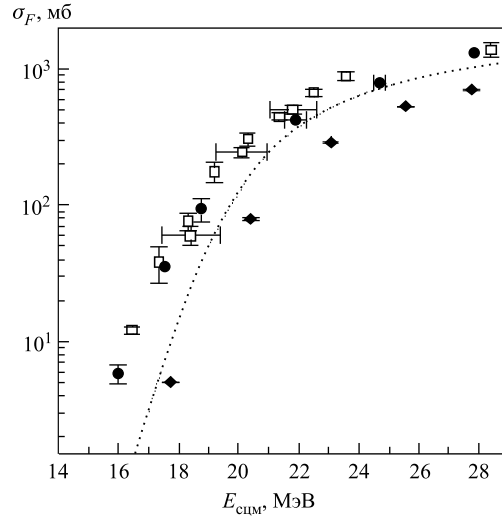


Рис. 13. Функции возбуждения для реакций полного слияния:  ${}^4\text{He} + \text{Au}$  ( $\blacklozenge$ ) [47],  ${}^6\text{He} + \text{Au}$  ( $\square$ ) [47],  ${}^8\text{He} + \text{Au}$  ( $\bullet$ ) [36]

при глубоководбарьерной энергии ( $E_{\text{cm}} - B_{\text{cm}} \leq 10$  МэВ). Это может свидетельствовать о преобладающем механизме взаимодействия квазисвободного нейтрона в ядре  ${}^6\text{He}$ .

Аналогичные выводы усиления сечений слияния ядер  ${}^8\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  были сделаны недавно в работах [34, 36] (рис. 13).

Полученные результаты являются чрезвычайно важными для решения астрофизических проблем, в частности, для понимания механизма образования легких элементов во Вселенной. При нуклеосинтезе большое сечение взаимодействия кластерных слабосвязанных ядер ( ${}^6\text{He}$ ,  ${}^9\text{Li}$ ,  ${}^7\text{Be}$ ) может изменить цепочки  $\beta$ -распадов, приводящих к образованию различных элементов [39, 40]. Например, могут оказаться наиболее вероятными для синтеза легких стабильных ядер следующие каналы реакций  ${}^1\text{H}({}^6\text{He}, n\gamma){}^6\text{Li}$ ,  ${}^{12}\text{C}({}^6\text{He}, 2n\gamma){}^{16}\text{O}$ ,  ${}^1\text{H}({}^9\text{Li}, n\gamma){}^9\text{Be}$ ,  ${}^3\text{He}({}^9\text{Li}, 2n\gamma){}^{10}\text{B}$  и др. (рис. 14).

Этот пример еще раз подтверждает тот факт, что фундаментальная ядерная физика не только расширяет наши познания микромира, но и способствует развитию наших представлений об окружающем нас макромире, а также вносит вклад в смежные области науки и техники. Фундаментальная наука, приносящая знание об окружающем нас мире, и прикладная наука, претворяющая полученные знания в практическую пользу, развиваются совместно, обогащая и дополняя друг друга.

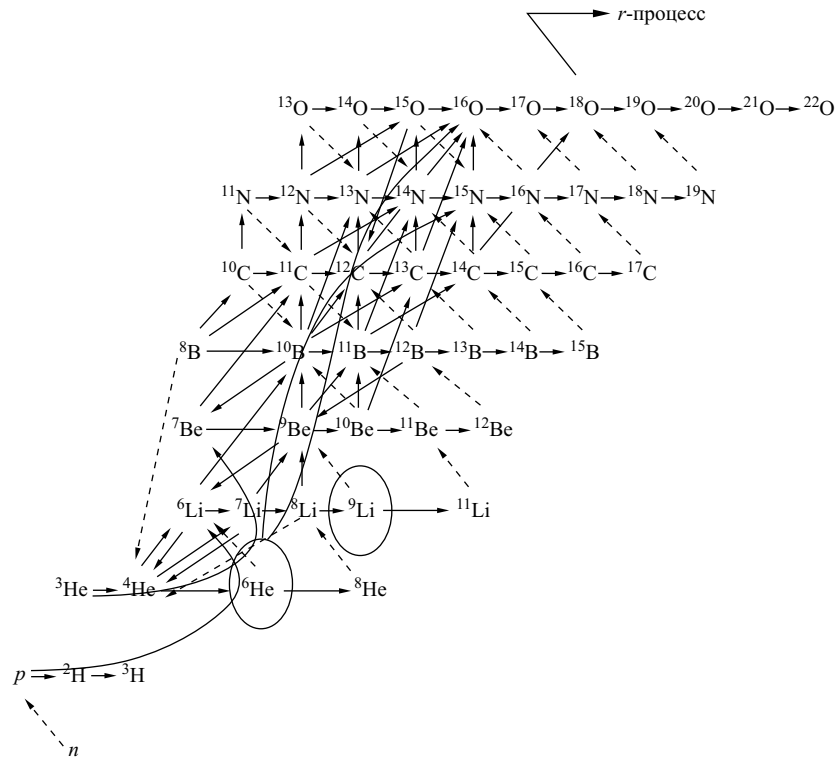


Рис. 14. Новый сценарий развития процесса слияния легких нейтронно-избыточных ядер для синтеза легких ядер во Вселенной с участием ядер  ${}^6\text{He}$  и  ${}^9\text{Li}$  [40]

**2.8. Нейтрино в макром мире.** Нельзя не отметить еще один важный аспект ядерной астрофизики — это физика нейтрино. *«Нигде так ясно не проявляется связь между микромиром и космосом, как в физике нейтрино»*, — писал академик Б. М. Понтекорво.

Одной из важных проблем, связанных с образованием солнечных нейтрино, является определение астрофизического фактора реакции с образованием ядра  ${}^8\text{B}$ .

Структура  ${}^8\text{B}$  является необычной с точки зрения распределения протонной и нейтронной плотностей. Это ядро является ядром с протонным гало, т. е., как показано в работе [41], среднеквадратичный радиус распределения протонов в этом экзотическом ядре больше, чем среднеквадратичный радиус нейтронов ( $r_p^2 - r_n^2 = 0,49$  фм). А сечение взаимодействия с другими ядрами существенно отличается от того, что ожидается для взаимодействия обычных ядер. Таким образом, астрофизический фактор, который определяется как

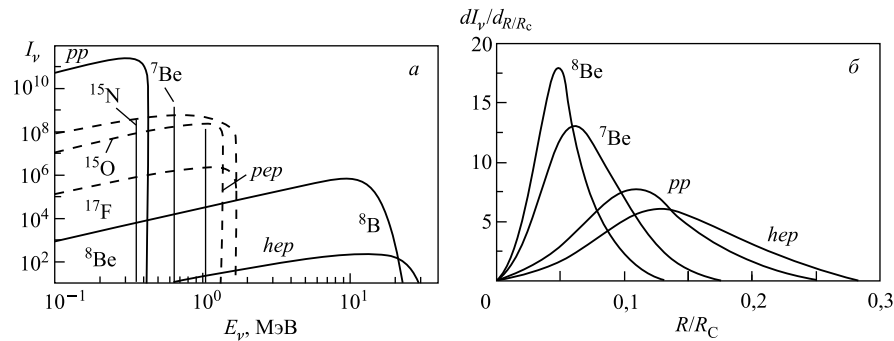


Рис. 15. Зависимость потока  $I_\nu$  солнечных нейтрино от их энергии  $E_\nu$  (а) и доля нейтрино, генерируемых на разном расстоянии  $R$  от центра Солнца ( $R_C$  — радиус Солнца) (б)

$S_{17} \sim 2,99 \cdot 10^6 \rho$  (10 фм)  $S$  ( $\rho$  — распределение плотности и  $S$  — спектроскопический фактор) для реакции  ${}^7\text{Be}(p, \gamma){}^8\text{B}$ , найденный в экспериментах по взаимодействию ядра  ${}^8\text{B}$ , оказался на 25% выше предсказанного ранее. Это ядро является источником нейтрино высоких энергий, образующихся в солнечных процессах (рис. 15). До сих пор расчеты потоков солнечных нейтрино высоких энергий давали существенно заниженные значения по сравнению с экспериментально наблюдаемыми.

Здесь необходимо отметить, что в экспериментах использовался пучок ускоренных ядер  ${}^8\text{B}$ . Поэтому ускорительные фабрики радиоактивных пучков нового поколения играют важную роль в развитии исследований в области астрофизики.

### 3. ПУЧКИ РАДИОАКТИВНЫХ ЯДЕР В АСТРОФИЗИКЕ

Выше уже приводились примеры исследования фундаментальных астрофизических проблем с использованием пучков ускоренных радиоактивных ядер. Это направление физики стало в последнее время интенсивно развиваться, что объясняется появлением во всех ведущих лабораториях мира мощных ускорительных комплексов, позволяющих генерировать вторичные пучки относительно высокой интенсивности.

К таким фабрикам радиоактивных пучков следует в первую очередь отнести ускорительный комплекс UNILAC–SIS–ESR и создающийся новый ускорительный комплекс FAIR в Дармштадте (ФРГ), ускорительный комплекс GANIL–SPIRAL1 и новый комплекс для ускорения радиоактивных пучков SPIRAL2 в г. Кан (Франция), ускорительный комплекс тяжелых ионов RIKEN



(Япония), сверхпроводящий циклотрон в Мичигане и мощная фабрика радиоактивных пучков RIBF в Мичигане (США), циклотронный комплекс тяжелых ионов с накопительным кольцом в Ланьчжоу (Китай), циклотронный комплекс тяжелых ионов DRIBs и новый комплекс DRIBs3 в Лаборатории ядерных реакций им. Г. Н. Флерова ОИЯИ в Дубне.

Это новое направление ядерной физики уже позволило обнаружить ряд интересных явлений, связанных со свойствами ядер, удаленных от области  $\beta$ -стабильности. Для этого использовались пучки радиоактивных ядер с интенсивностью  $10^2-10^7$  с<sup>-1</sup>. Были проведены эксперименты по изучению взаимодействия радиоактивных ядер с веществом мишени. Измерены сечения их взаимодействия и из их анализа получена информация о нуклонных радиусах ядер. Обнаружен anomalно высокий радиус распределения нейтронов («нейтронное гало») в ядре <sup>11</sup>Li, ведутся поиски «нейтронных гало» в нейтроноизбыточных ядрах <sup>6</sup>He, <sup>8</sup>He, <sup>14</sup>Be и др., а также «протонных гало» (анomalно высокий радиус распределения протонов) в нейтронодефицитных ядрах <sup>8</sup>B, <sup>17</sup>Ne и др.

Пучки ускоренных радиоактивных ядер дают возможность получать и изучать ядра с максимально возможным числом нейтронов (нейтроноизбыточные) или протонов (протоноизбыточные). Это позволяет существенно продвинуться в традиционных направлениях ядерной физики: при синтезе новых ядер и изучении их свойств. Свойства эти, как показали уже первые эксперименты с радиоактивными пучками, могут значительно отличаться от известных и предсказанных ранее для ядер долины стабильности. Можно рассчитывать на принципиально новую информацию о механизме ядерных реакций с такими пучками, на который значительно влияет структура взаимодействующих ядер.

Использование пучков радиоактивных ядер в физических исследованиях сводится к трем проблемам — это получение самих пучков соответствующей интенсивности, ускорение их до необходимой энергии и регистрация продуктов ядерных реакций с радиоактивными ядрами. Решение этих проблем достаточно подробно описывается в работе [42]. Принципиально новая информация может быть получена о механизме ядерных реакций с такими пучками, на который значительное влияние будет оказывать структура взаимодействующих ядер. Радиоактивные пучки эффективно используются для исследования в области астрофизики и прикладных исследований.

Интересная информация о необычной структуре экзотических ядер была получена с использованием пучков этих ядер. На рис. 16 представлены зависимости энергии 2<sup>+</sup>-уровня от числа нейтронов в ядрах. Эти зависимости демонстрируют проявление оболочек  $N = 20$  и  $N = 28$  для изотопов Ar и Ca. Измеренные значения энергии 2<sup>+</sup>-уровня для ядер <sup>32</sup>Mg ( $E(2^+) = 885,5(7)$  кэВ,  $E(4^+) = 1430(3)$  кэВ) и <sup>44</sup>S ( $E(2^+) = 1297(18)$  кэВ) [47] показали, что они сильно деформированы. Кроме этого, открытие в ядре <sup>43</sup>S

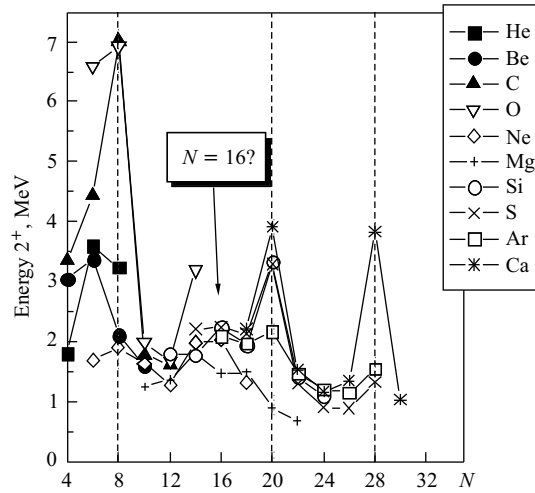


Рис. 16. Зависимость энергии  $2^+$ -уровней в различных ядрах от числа нейтронов

изомерного состояния с энергией перехода  $E = 319$  кэВ и временем жизни  $T_{1/2} = (488 \pm 48)$  нс [48] показало, что в этом ядре могут сосуществовать две формы — сферическая и деформированная, впервые предсказанные Лютостанским для  $^{31}\text{Na}$  [43].

Для объяснения свойств ядер в этой области было высказано предположение о нарушении привычного порядка заселения нейтронных подоболочек. При этом нейтроны не заселяют низколежащие орбитали  $sd$ , образуя свободное дырочное состояние, а переходят на более высоко расположенные  $pf$ -орбитали, образуя заполненное состояние. В этом случае ядро становится деформированным. Такое состояние получило название «intruder». Область ядер, где проявляются подобные эффекты, называется областью инверсии.

На рис. 17 показана экспериментальная зависимость энергии связи двух последних нейтронов ( $S_{2n}$ ) от числа нейтронов. Видно, что на энергию связи изотопов Ca, K и Ar влияют замкнутые оболочки  $N = 28$ . Однако для изотопов Mg, S, P, Si, Cl увеличение энергии связи наблюдается в районе чисел  $N = 22$  и  $N = 26$ . Особенно наглядно видно исчезновение оболочки с  $N = 28$  и появление новой с  $N = 26$  для изотопов Cl. Измеренная [44] энергия связи двух нейтронов ( $S_{2n}$ ) для изотопов  $^{41}\text{Si}$ ,  $^{43}\text{P}$  и  $^{44}\text{S}$  оказалась существенно ниже экстраполированных значений из таблиц масс. Этот факт также свидетельствует об ослаблении влияния замкнутых оболочек в этой области ядер. Для изотопов Cl, S и P также наблюдается повышение энергии связи нейтронов вблизи чисел  $N = 20$  и  $N = 26$  по сравнению с изотопами Ca, Na и Ar, что можно объяснить деформацией, которая образует более связанную конфигурацию ядер.

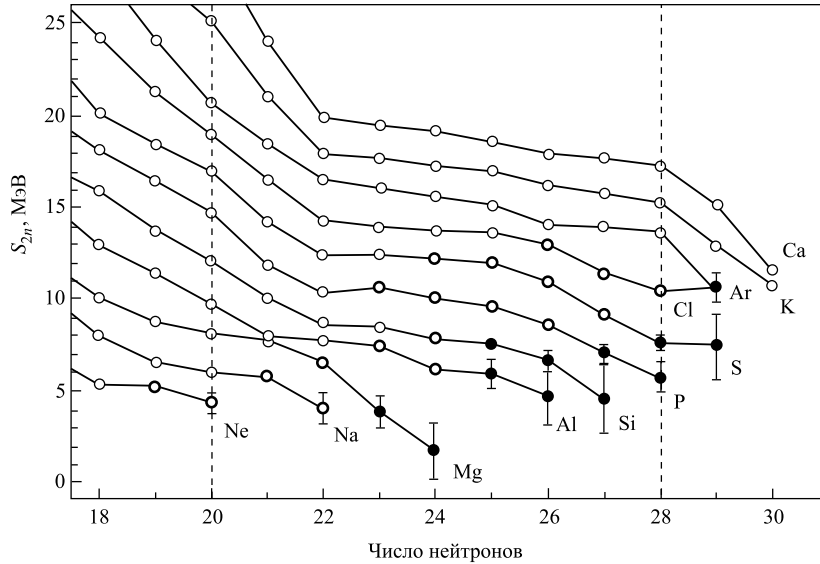


Рис. 17. Зависимость энергии связи двух нейтронов ( $S_{2n}$ ) от числа нейтронов для разных ядер

Таким образом, вблизи чисел нейтронов  $N = 22$  и  $N = 26$  для нейтроноизбыточных ядер возникают новые области деформации, которые определяют стабильность этих ядер.

Похожие тенденции имеют место и для других ядер, что приводит к новым магическим числам  $N = 6, 16$  и  $34$  для нейтроноизбыточных ядер вместо  $N = 8, 20$  и  $40$  для ядер в долине стабильности. Например, для легких нейтроноизбыточных ядер, так называемых  $p$ -оболочечных ядер, вместо магического числа  $N = 8$  появляется число  $N = 6$ . Как следствие этого, ядро  ${}^8\text{He}$  является достаточно хорошо связанным, а изотопы  ${}^{9,10}\text{He}$  — несвязанными. Такая же ситуация имеет место для связанного магического ядра  ${}^{24}\text{O}$  и несвязанных  ${}^{25-28}\text{O}$ . С точки зрения проявления новых оболочек интерес представляют нейтроноизбыточные ядра с  $Z > 8$ . Как установлено экспериментально, граница нейтронной стабильности достигается для изотопов фтора, неона и натрия при гораздо большем соотношении нейтронов и протонов  $(N-Z)/Z$ , чем для изотопов кислорода (последний связанный изотоп —  ${}^{24}\text{O}$ ). Удивительным является тот факт, что добавление одного протона к ядру  ${}^{24}\text{O}$  позволяет удерживать в ядре фтора еще шесть дополнительных нейтронов ( ${}^{31}\text{F}$  имеет 22 нейтрона по сравнению с ядром  ${}^{24}\text{O}$ , где 16 нейтронов). Также экспериментально установлено, что дважды магическое ядро  ${}^{28}\text{O}$  ( $N = 20$ ) является несвязанным. Все это еще раз свидетельствует об изменении магических чисел 8, 20, 40 для ядер, удаленных от долины стабильности.

Эти результаты являются важными при определении сценария нуклеосинтеза в области легких ядер.

Важная информация о свойствах экзотических ядер в последнее время была получена методами гамма-спектроскопии при изучении их распада из возбужденных состояний (например, кулоновского возбуждения).

Структура нейтроноизбыточных ядер может значительно изменяться при вариации изоспина. Типичными примерами являются ядра  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{44}\text{S}$ , для которых было обнаружено, что их уровни расположены достаточно близко, а характерные большие по значениям энергии промежутки между различными уровнями не наблюдаются. Было найдено, что для ядра  $^{32}\text{Mg}$  энергия первого возбужденного состояния имеет значение всего 885 кэВ, что значительно меньше, чем для «нормальных» магических ядер, таких как  $^{36}\text{S}$  и  $^{40}\text{Ca}$ , в которых первый возбужденный уровень имеет значение энергии около 3 МэВ. Это явление получило название коллективного квадрупольного возбуждения.

На примере свойств изотопов  $^{32}\text{Mg}$  и  $^{34}\text{Mg}$ , полученных в качестве вторичных радиоактивных пучков, было показано увеличение деформации в изотопах магния с ростом нейтронного избытка. С этой точки зрения в случае дважды магического ядра  $^{40}\text{Mg}$  можно ожидать усиления его стабильности как деформированного ядра, даже при условии разрушения магической оболочки  $N = 28$ . Недавно был синтезирован последний стабильный изотоп  $^{40}\text{Mg}$  [17]. Этот результат убедительно подтвердил выводы о влиянии деформации на стабильность ядер у границ нуклонной стабильности.

Получение достаточно интенсивных пучков радиоактивных ядер, удаленных от границ стабильности, открывает новые возможности наблюдения *экзотических распадов*. Для этих ядер разница между массами соседних изобар достигает большой величины (энергия  $\beta$ -распада может составлять 20–30 МэВ). В этом случае после  $\beta$ -распада могут заселяться уровни с высокой энергией возбуждения, что приводит к появлению широкой энергетической области для разных типов распада: двухнейтронного и трехнейтронного распада, эмиссии тритонов,  $\beta$ -частиц и более тяжелых частиц — кластеров. Интересными с этой точки зрения являются изотопы  $^{11}\text{Li}$  и  $^8\text{He}$ , обладающие высоким значением энергии  $\beta$ -распада. Для изотопа  $^{11}\text{Li}$  значение  $Q_\beta = 20,7$  МэВ, что делает энергетически разрешенными все перечисленные типы распадов. Так, испускание  $\beta$ -запаздывающего тритона для этого ядра является энергетически выгодным и имеет порог 15,72 МэВ для развала  $^{11}\text{Li}$  на  $^8\text{Li} + t$ . Этот новый тип распада был обнаружен в эксперименте.

Экспериментально наблюдался также запаздывающий вылет ядер тритона после  $\beta$ -распада ядра  $^8\text{He}$  [45]. Энергия  $\beta$ -распада для этого ядра  $Q_\beta = 10,653$  МэВ и пороги для развала  $^8\text{Li}$  на  $\alpha + t + n$  и  $^5\text{He}$  равны 4,50 и 5,39 МэВ соответственно. Были идентифицированы обе ветви распада, идущие после  $\beta$ -распада ядра  $^8\text{He}$ .

Один из наиболее важных вопросов физики легких ядер связан с возможностью испускания коррелированной пары двух нейтронов (динейтрона). В экспериментах по изучению  $\beta$ -задержанных распадов такой процесс пока не наблюдался. Исследование распада некоторых нейтроноизбыточных ядер (например,  $^{17}\text{B}$ ) показало, что с относительно большой вероятностью происходит эмиссия двух, трех и четырех нейтронов. Важной экспериментальной задачей является исследование корреляций этих нейтронов и возможности испускания целых нейтронных систем, состоящих, например, из четырех нейтронов (тетранейтрона). Такие эксперименты в настоящее время проводятся на пучках радиоактивных ядер.

Важная информация в экспериментах с радиоактивными пучками легких ядер была получена относительно радиусов этих ядер и распределения плотности нуклонов. В одном из первых экспериментов с использованием пучка изотопов лития измерялось сечение взаимодействия ( $\sigma_I$ ) как разница между полным сечением реакции ( $\sigma_R$ ) и сечением неупругого взаимодействия ( $\sigma_{in}$ ):  $\sigma_I = \sigma_R - \sigma_{in}$  [19]. Иными словами,  $\sigma_I$  определялось как сечение реакций, в результате которых меняется число протонов и/или число нейтронов в ядре пучка. Определенное таким образом значение радиусов легких ядер от водорода до неона представлено на рис. 9. Для стабильных ядер зависимость радиуса взаимодействия от массы ядра описывается зависимостью  $R_I \sim A^{1/3}$ . Однако для нестабильных ядер значения их радиусов могут существенно отличаться от величины, определяемой стандартным приращением.

Информацию о распределении протонов и нейтронов в экзотических ядрах получают также из данных по их упругому рассеянию на ядрах мишени. Анализ упругого рассеяния обычно проводится в рамках оптической модели и метода связанных каналов, в которых реальная и мнимая часть оптического потенциала вычисляется на микроскопической основе [46] (табл. 4).

Ядра на границе нуклонной стабильности имеют чрезвычайно малую энергию связи валентных нуклонов. Так, если в стабильных ядрах энергия

Таблица 4. Среднеквадратичные радиусы распределения плотности нейтронов, протонов и вещества, фм [46]

| Ядро             | $\langle r_n^2 \rangle^{1/2}$ | $\langle r_p^2 \rangle^{1/2}$ | $\langle r_m^2 \rangle^{1/2}$ | $\delta r_{np}$ |
|------------------|-------------------------------|-------------------------------|-------------------------------|-----------------|
| $^7\text{Be}$    | 2,237                         | 2,549                         | 2,420                         | -0,312          |
| $^8\text{B}$     | 2,190                         | 2,680                         | 2,507                         | -0,490          |
| $^{11}\text{Li}$ | 3,255                         | 2,235                         | 3,011                         | 1,020           |
| $^{11}\text{C}$  | 2,326                         | 2,456                         | 2,398                         | -0,130          |
| $^{12}\text{C}$  | 2,387                         | 2,406                         | 2,396                         | -0,019          |
| $^{28}\text{Si}$ | 2,953                         | 2,982                         | 2,967                         | -0,029          |

связи нейтрона составляет 6–8 МэВ, то для сильно нейтроноизбыточных ядер, таких как  $^{11}\text{Li}$ ,  $^{11}\text{Be}$ ,  $^{14}\text{Be}$ , энергия связи нейтрона (или двух нейтронов) составляет несколько сотен кэВ. Это приводит к широкому распределению плотности нейтронов в таких ядрах (рис. 18).

Информация, полученная в ядерно-физических экспериментах с использованием стабильных и радиоактивных пучков, о структуре экзотических ядер

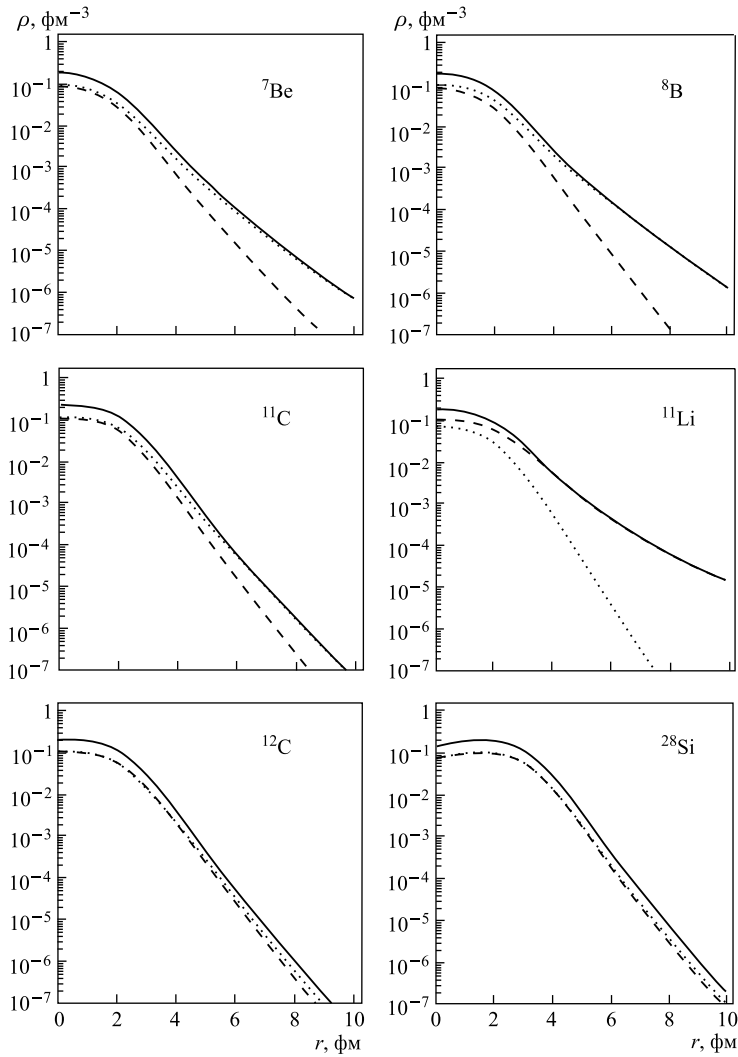


Рис. 18. Плотности распределения нейтронов (штриховая кривая), протонов (пунктирная) и вещества в ядрах (сплошная) [46]

имеет чрезвычайно важное значение при решении тех или иных проблем астрофизики (нуклеосинтеза, космохронологии, эволюции галактик, образования и распадов нейтронных и сверхновых звезд и др.). Это лишь несколько примеров связи физики атомного ядра с макроскопической физикой. Несмотря на малое число частиц, участвующих в формировании атомного ядра (не более 300), они представляют собой уникальную систему для моделирования проблем макромира. В лабораторных условиях с помощью ядерных столкновений, реализуемых на современных ускорителях тяжелых ионов при энергиях несколько сотен МэВ на нуклон, можно получать ядра с необычными свойствами, так называемые экзотические ядра (с высокой температурой, с высоким угловым моментом, состоящие практически из одних нейтронов, супердеформированные), которые в принципе реализуются в космических процессах.

На рис. 19 представлена зависимость температуры ядра от его энергии возбуждения, пропорциональной энергии бомбардирующей частицы. Эти данные получены в трех экспериментах — при низких энергиях в Дубне, при энергии возбуждения 2–8 МэВ в ЦЕРН (Швейцария) и 8–15 МэВ в Дармштадте (Германия). Видно, что с ростом энергии возбуждения в диапазоне 2–8 МэВ температура ядра не увеличивается, тогда как при низких энергиях происходит резкое увеличение температуры так же, как и при очень высо-

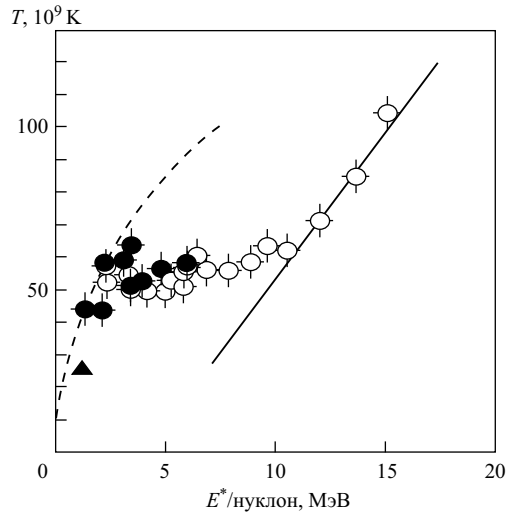


Рис. 19. Экспериментальные зависимости ( $\blacktriangle$  — ОИЯИ, Дубна,  $\circ$  — ГСИ, Германия,  $\bullet$  — ЦЕРН, Швейцария) температуры  $T$  ядра от его энергии возбуждения. Сплошная кривая — соответствующая зависимость для идеального газа, штриховая — для жидкости. Перегибы в кривых, проведенных через экспериментальные точки, соответствуют фазовому переходу «жидкость–газ»

ких энергиях. Этот сенсационный результат демонстрирует, во-первых, возможность достижения в ядерных реакциях температур, которые существуют только в момент образования звезд, во-вторых, подтверждает существование фазовых переходов в горячих объектах, что предполагалось при рассмотрении расширяющейся Вселенной и взрыве звезд.

Другим примером является моделирование процессов, идущих с образованием нейтронных звезд. Здесь экспериментаторы пытаются продвинуться как можно дальше к границам нейтронной стабильности и даже исследовать свойства ядер, расположенных за этой границей (так называемых квазистационарных состояний супернейтронно-избыточных ядер). Уже много лет делаются попытки обнаружения систем, состоящих из одних нейтронов (тетранейтрона), из одного протона и нескольких нейтронов — водорода 6 и 7 и т. д. [10]. В программе научных центров, где создаются ускорительные комплексы нового поколения, в том числе и фабрики пучков радиоактивных ядер, тематика получения новых экзотических ядер и исследование их свойств с точки зрения моделирования процессов, происходящих во Вселенной, является одной из основных задач.

Формирование наших представлений об образовании Вселенной, нуклеосинтезе, свойствах новых звездных образований продолжается, и они неразрывно связаны с накоплением новых данных в ядерной физике и физике элементарных частиц. Поэтому получение информации о механизмах образования Вселенной и нуклеосинтеза, основанное на современных представлениях ядерной астрофизики, является одной из основных задач построения единой космологической модели.

Автор выражает благодарность РФФИ за поддержку настоящей работы (грант 10-02-00-271).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Волантэн Л.* Субатомная физика ядра и частицы. Т. 1. М.: Мир, 1986.
2. *Гинзбург В. Л.* О физике и астрофизике. М.: Мир, 1974.
3. *Гапонов Ю. В. и др.* Взаимодействие электронных нейтрино с  $^{56}\text{Fe}$  // ЯФ. 2004. Т. 67, вып. 11.
4. *Нарликар Дж.* Неистовая Вселенная. М.: Мир, 1985.
5. *Баранов Д. Г. и др.* Энергетические спектры ядер железа малых энергий галактических космических лучей в экстремумах солнечной активности // Изв. РАН. Сер. физ. 2005. Т. 69, вып. 6.
6. *Оганесян Ю. Ц.* // ЯФ. 2006. Т. 69. С. 961.
7. *Oganessian Yu.* // Intern. J. Mod. Phys. E. 2007. V. 16. P. 949.
8. *Stoyer N. J. et al.* // Nucl. Phys. A. 2007. V. 787. P. 388.
9. *Oganessian Yu.* // J. Phys. G. 2007. V. 34. P. R165.
10. *Ogloblin A. A., Penionzhkevich Yu. E.* Treatise on Heavy Ion Science / Ed. D. Allan Bromley. N. Y.: Plenum Press, 1989. V. 8. P. 260.



11. Sorlin O. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2941.
12. Thibault C. et al. // Phys. Rev. 1975. V. 12. P. 644.
13. Fifield L. K. et al // Nucl. Phys. A. 1988. V. 484. P. 117.
14. Tarasov O. B. et al. // Phys. Lett. 1997. V. 409. P. 64.
15. Motobayashi T. et al. // Phys. Lett. B. 1995. V. 346. P. 9.
16. Sakurai H. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54. P. R2802.
17. Baumann T. et al. // Nature (London). 2007. V. 449. P. 1022.
18. Tanihata I. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. V. 55. P. 2676.
19. Tanihata I. et al. // Phys. Lett. B. 1988. V. 206. P. 592.
20. Villari A. C. et al. // Phys. Lett. B. 1991. V. 268. P. 345.
21. Ozava A. et al. // Nucl. Phys. A. 1996. V. 608. P. 63.
22. Hansen P. G., Jonson B. // Europhys. Lett. 1987. V. 4. P. 409.
23. Tanihata I. et al. // Phys. Lett. B. 1992. V. 287. P. 307.
24. Ogloblin A. A. // Proc. of Intern. Conf. on Exotic Nuclei, Foros 1991 / Eds.: Yu. E. Penionzhkevich and R. Kalpakchieva. Singapore: World Sci., 1991.
25. Tanihata I. et al. // Phys. Lett. B. 1992. V. 289. P. 261.
26. Bertulani C. A. et al. // Phys. Rep. 1993. V. 226, No. 6. P. 283.
27. Ritsager K. // Rev. Mod. Phys. 1993. V. 66. P. 1105.
28. Zhukov M. V. // Phys. Rep. 1993. V. 231. P. 151.
29. Ikeda K. // Nucl. Phys. A. 1992. V. 538. P. 355.
30. Bazin D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1995. V. 74. P. 3569.
31. Thompson I. J., Zhukov M. V. // Phys. Rev. C. 1994. V. 49. P. 1904.
32. Sorlin O. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2941.
33. Penionzhkevich Yu. et al. // J. Phys. G. 2009. V. 36. P. 025104.
34. Loveland M. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 064609.
35. Lukyanov S. et al. // Phys. Lett. B. 2009. V. 670. P. 321.
36. Lemasson A. et al. // Phys. Rev. Lett. 2009. V. 103. P. 232701.
37. Oppenheimer J. R., Phillips M. // Phys. Rev. 1935. V. 48. P. 500.
38. Zagrebaev V. // Phys. Rev. C. 2003. V. 67. P. 061601.
39. Bartlett A. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 015802.
40. Zagrebaev V. et al. // Phys. Rev. C. 2007. V. 75. P. 035809.
41. Negoita F. et al. // Phys. Rev. C. 1996. V. 54, No. 4.
42. Пенюнкжевич Ю. Э. // ЭЧАЯ. 1994. Т. 25, вып. 4. С. 930.
43. Lutostansky Yu. S. et al. // Proc. of the 5th Conf. on Nuclei far from Stability, Ontario, 1987. P. 727.
44. Fridman J. et al. // Phys. Rev. C. 2006. V. 74. P. 034313.
45. Langevin L. // Phys. Lett. B. 1984. V. 46. P. 176.
46. Князьков О. М. и др. // ЯФ. 1996. Т. 59. С. 1188.
47. Utsuno Y. et al. // Phys. Rev. C. 2011. V. 64. P. 01130.
48. Grevy S. et al. // Phys. Lett. 2004. V. 594. P. 252.