

УДК 539.12.01

ИССЛЕДОВАНИЕ (n, p) - И (n, α) -РЕАКЦИЙ С ТЕПЛОВЫМИ И РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Ю. М. Гледенов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

П. Е. Келер

Ок-Риджская национальная лаборатория, Ок-Ридж, Теннесси, США

ВВЕДЕНИЕ	261
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА	262
Нейтронные источники	263
Детекторы	266
Образцы	270
ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕР МЕТОДОМ (n, α) - И (n, p) -РЕАКЦИЙ	272
Сечения реакций (n, p) и (n, α) на тепловых нейтронах	275
Ход сечения и положения уровней вблизи нейтронного порога	278
РОЛЬ ИЗМЕРЕНИЙ (n, p) - И (n, α) -РЕАКЦИЙ ДЛЯ АСТРОФИЗИКИ	301
Нуклеосинтез в стандартной модели Большого взрыва	301
Нуклеосинтез в нестандартной модели Большого взрыва	303
Взрывной звездный нуклеосинтез	305
Происхождение редкого изотопа ^{36}S	306
Взрывной нуклеосинтез ^{26}Al	311
^{22}Na , астрономия γ -лучей и неон- E -аномалия	316
Реакция $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ и роль реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ как источника нейтронов для s -процесса	318
Реакция (n, α) и p -процесс	320
Потребности в дополнительных измерениях реакций (n, p) и (n, α) для ядерной астрофизики	322

НАРУШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В РЕАКЦИЯХ (n, p) , (n, t) И (n, α)	323
Анизотропия протонов в реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$	326
Поиск НПЧ-эффектов в реакциях с поляризованными нейтронами на легких ядрах	333
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	338
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	339

УДК 539.12.01

ИССЛЕДОВАНИЕ (n, p) - И (n, α) -РЕАКЦИЙ С ТЕПЛОВЫМИ И РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

Ю. М. Гледенов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

П. Е. Келер

Ок-Риджская национальная лаборатория, Ок-Ридж, Теннесси, США

Рассматриваются вопросы о влиянии результатов измерений сечений реакций (n, α) и (n, p) и асимметрий на отдельные области фундаментальной и прикладной науки. Например, некоторые из этих сечений являются критическими для понимания многих сценариев нуклеосинтеза во Вселенной. Они используются также при изучении вопросов структуры ядра и фундаментальных симметрий, таких как смешивание изоспина и несохранение пространственной четности. Наконец, сечения этих реакций представляют прикладной интерес, в частности, для реакторного материаловедения. В обзоре описываются типы источников и методы проведения измерений реакций (n, p) и (n, α) в энергетическом диапазоне тепловых и резонансных нейтронов. Особое внимание уделяется измерениям с радиоактивными относительно короткоживущими образцами и очень маленькими стабильными образцами. Приводятся несколько примеров измерений, представляющих научный интерес, которые демонстрируют используемый метод. В заключение обсуждаются возможные будущие измерения.

We review the impact of the measurement of (n, p) and (n, α) cross sections and asymmetries on several areas of basic and applied science. For example, some of these cross sections are crucial for a better understanding of many scenarios of nucleosynthesis. They have also been used to study several topics in nuclear structure and fundamental symmetries such as isospin mixing and parity non-conservation. Finally, cross sections for these reactions are of applied interest in areas such as the embrittlement of reactor containment vessels. In this paper we review the types of facilities and techniques used to make (n, p) and (n, α) measurements in the thermal to resonance energy range. Specifically, we focus on measurements on relatively short-lived radioactive samples, and on very small stable samples. We present several examples of previous measurements to demonstrate both the techniques used and the science learned. We conclude with a discussion of possible future measurements.

ВВЕДЕНИЕ

Измерения сечений реакций (n, p) и (n, α) и асимметрий представляют интерес для нескольких областей фундаментальной и прикладной науки. Например, некоторые из этих сечений являются определяющими для лучшего

понимания многих сценариев нуклеосинтеза. Интересующие нас области, в которых такие реакции играют заметную роль, включают образование ${}^7\text{Li}$ в стандартных моделях Большого взрыва [1], синтез тяжелых элементов во время Большого взрыва [2, 3], образование редких изотопов во взрывном нуклеосинтезе [4–10]. Эти реакции также важны для понимания s -процесса в синтезе легких ядер и ядер промежуточных масс [11–13] и роли реакции ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ как источника нейтронов для s -процесса [14–19]. В исследованиях ядерной структуры измерения этого типа были использованы, например, для изучения смешивания изоспина [1], уникальных уровней вблизи порога [1, 4, 20] и применимости различных ядерных моделей [21, 22]. Эти реакции были также использованы для изучения нарушения фундаментальных симметрий в ядрах, например такой, как несохранение четности [23, 24]. Наконец, сечения реакций (n, p) и (n, α) представляют интерес для реакторного материаловедения и нейтронных исследований [22, 25–28]. Способность экспериментаторов провести измерения на очень малых стабильных и радиоактивных относительно короткоживущих образцах в диапазоне энергий нейтронов от тепловых до нескольких сотен кэВ необходима для всех этих областей исследования.

В первом разделе обсуждается экспериментальная техника, используемая для проведения измерений. Далее в разд. 2–4 представлены некоторые примеры проведенных измерений, обсуждаются полученные физические результаты, причем большее внимание уделяется астрофизическим аспектам, так как проблемы ядерных реакций и свойств высоковозбужденных состояний ядер ранее подробно обсуждались в обзоре [22]. В заключении даны выводы с обсуждением возможных будущих измерений.

1. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА

Существуют три основные проблемы, которые необходимо преодолеть, чтобы провести измерения реакций (n, p) и (n, α) на очень малых стабильных и радиоактивных относительно короткоживущих образцах.

— Во-первых, требуется большой поток нейтронов, чтобы провести измерения на очень малых образцах за разумное время. Возможность же использования очень малых образцов важна потому, что многие образцы доступны только в небольших количествах, а также из-за необходимости минимизации фона благодаря распаду образца.

— Во-вторых, должен быть преодолён потенциально большой пучковый и относящийся собственно к образцу фон. Необходимость уменьшения этого фона может наложить строжайшие требования на коллимацию, защиту, детектор и характеристики образца.

— В-третьих, особенно для радиоактивных образцов, получение достаточного количества материала образца и приготовление подходящей мишени могут потребовать значительных усилий и фактически это может быть ограничивающим фактором в эксперименте.

1.1. Нейтронные источники. В измерениях были использованы разнообразные нейтронные источники, включая «белые» нейтронные источники, тепловые и фильтрованные пучки реакторов, спектрометры по времени замедления в свинце и источники, которые хорошо аппроксимируют энергетическое распределение Максвелла–Больцмана (МБ) при $kT \approx 25$ кэВ.

В настоящее время самый большой (как средний, так и пиковый) поток «белых» нейтронов получен в Лос-аламосском центре нейтронных исследований (Los Alamos Neutron Science Center — LANSCE) [29]. Нейтроны в LANSCE образуются путем расщепления ядер падающим на вольфрамовую мишень пучком протонов с энергией 800 МэВ. Нейтроны, образующиеся в мишени, замедляются в слое воды или жидкого водорода с целью получения их спектра с пиком вблизи тепловой энергии и зависимостью $\sim 1/E$ при высоких энергиях. Измеренный в [30] поток нейтронов при энергии 1 эВ на пролетной базе длиной 7 м и при токе протонов 57 мкА равен $2,3 \cdot 10^4$ (с · эВ · см²)⁻¹. Обычно протонный ток был в пределах от 50 до 80 мкА. Используемый энергетический диапазон этого источника — от 10 мэВ до 1 МэВ. Может быть получена и более низкая энергия, если в качестве замедлителя вместо воды использовать жидкий водород. Энергетический диапазон сверху ограничен как падением потока, так и относительно плохим энергетическим разрешением. При энергии нейтронов выше нескольких кэВ разрешение определяется шириной импульса $\tau = 125$ нс после протонного накопительного кольца, от которого протоны приходят на нейтронопроизводящую мишень.

В LANSCE имеется 16 оборудованных нейтронных пучков, два из которых выделены для ядерно-физических исследований, остальные используются для исследований по физике конденсированных сред. На одном из ядерно-физических пучков установлен поляризатор нейтронов, который использовался для изучения симметрий [31]. Измерения реакций (n, p) и (n, α) на этом пучке поляризованных нейтронов не проводились. Благодаря большому потоку, производимому к тому же с достаточно низкой частотой повторения (20 с⁻¹), LANSCE является источником, позволяющим вести измерения в широком диапазоне энергий и для большого круга ядер, включая и короткоживущие радиоактивные. Тем не менее имеются и некоторые недостатки.

— Во-первых, как упомянуто выше, разрешение здесь относительно бедное при более высоких энергиях. Это не очень существенный недостаток для измерений по ядерной астрофизике, где сечения должны быть усреднены по МБ-распределению.

— Во-вторых, многие пучки, предназначенные для исследований конденсированных сред, имеют относительно слабую защиту от высокоэнергетичных нейтронов. В результате для некоторых типов измерений фон может оказаться высоким.

— В-третьих, LANSCE работает на эксперимент только 6–10 недель в году.

— В-четвертых, по причинам радиационной безопасности доступ к большинству экспериментов невозможен, когда пучок протонов на нейтронопроизводящую мишень открыт. Доступ к эксперименту возможен только при всех закрытых пучках, и это время не превышает двух часов в сутки. Эти ограничения создают трудности при постановке новых экспериментов.

Другой тип источников «белых» нейтронов основан на фотонейтронном рождении с участием электронов. Электроны с энергией около 100 МэВ тормозятся до останки в танталовой или бериллиевой мишени [32, 33]. Излучение от тормозящихся электронов является источником нейтронов благодаря реакции (γ, n) в материале мишени и в воде, используемой для охлаждения мишени. Иногда для сдвига спектра нейтронов в сторону низких энергий используют дополнительный замедлитель из воды или полиэтилена. Главным преимуществом источников с электронным ускорителем по сравнению с источниками типа LANSCE является намного лучшее разрешение благодаря очень короткой (< 2 нс) длительности импульса, они дешевле и более надежны. Главный их недостаток — низкий поток. Другая серьезная проблема таких нейтронных источников — это наличие интенсивной вспышки γ -квантов, которые генерируются в момент соударения электронов с нейтронопроизводящей мишенью. В экспериментах с детектором в пучке для уменьшения фона, связанного с этой γ -вспышкой, необходимо между нейтронопроизводящей мишенью и детектором поместить экран из тяжелого металла (U, Th или Pb) толщиной несколько сантиметров. Для преодоления оставшегося фона от γ -вспышки и линейного ускорителя, а также получения хорошего разрешения, обычно используют пролетные базы длиной 30 м и более. Поэтому типичный поток здесь на несколько порядков меньше, чем у LANSCE, хотя в некоторых случаях это может быть скомпенсировано гораздо лучшим разрешением и большей продолжительностью измерений. Это доступно на таких установках, как электронный линейный ускоритель в Ок-Ридже (Oak Ridge Electron Linear Accelerator — ORELA) [32] и линейный ускоритель в Геле (Geel Linear Accelerator — GELINA) [33]. Детальное сравнение потоков нейтронов, доступных в экспериментах различного рода на установках LANSCE и ORELA, можно найти в [34].

Третий тип нейтронного источника — спектрометр по времени замедления нейтронов в свинце (CB3) [35–37] — также использует нейтроны, произведенные импульсным пучком электронов (или протонов и дейтронов), тормозящиеся в вольфрамовой или танталовой мишени. Главное отличие здесь в

том, что мишень в СВЗ окружена кубом (призмой) из свинца обычно размером $2 \times 2 \times 2$ м и весом около 100 тонн. Образовавшиеся в момент импульса нейтроны замедляются в результате упругих соударений в свинце и собираются по скоростям в сравнительно узкую группу, которая по мере замедления перемещается в сторону уменьшения скоростей. Таким образом, можно выбрать нейтроны с энергией, определяемой временем замедления. Образец и детектор помещаются в канале небольшого диаметра внутри куба. После каждого упругого соударения, замедляющего нейтрон, последний имеет шанс прореагировать с образцом. Поэтому главным преимуществом СВЗ является выигрыш в интенсивности на 3–4 порядка по сравнению со стандартными времяпролетными измерениями на нейтронных источниках с ускорителем электронов на эквивалентной пролетной базе 5,6 м [38]. Главным недостатком СВЗ является его малая разрешающая способность (только 30–40%). В работе [38] показано, что потоки в LANSCE и Ренселлеровском интенсивном нейтронном источнике (Rensselaer Intense Neutron Source — RINS) [36] почти равны, и предложено построить СВЗ в LANSCE. Такая установка могла бы достичь потоков в 10^4 раз более интенсивных, чем имеющиеся сейчас, конечно, при скромном разрешении.

Четвертый тип источников «белых» нейтронов — импульсный реактор, используемый в качестве бустера с линейным ускорителем электронов. Примером может служить импульсный реактор ИБР-30 в Дубне [39], состоящий из двух стационарных масс ^{239}Pu и двух вкладышей из ^{235}U , впрессованных друг против друга по диаметру в диск диаметром 1 м. Вращение диска вызывает пульсацию реактивности, которая позволяет достичь значительного размножения нейтронов. В бустерном режиме линейный ускоритель синхронизирован с модулятором реактивности так, что импульс электронов создает нейтроны в вольфрамовой мишени в то же самое время, когда ^{235}U -вставка проходит около ^{239}Pu -зоны. Обычно бустер работает при коэффициентах размножения $k = 100$ и 200 . Зона окружена водяным замедлителем для сдвига спектра нейтронов в сторону низких энергий. Результирующий средний поток выше, чем на ORELA или GELINA, но ниже, чем на LANSCE. Основным недостатком бустерного реактора — относительно большая ширина вспышки, составляющая от 3 до 4,5 мкс, поэтому для получения приемлемого разрешения необходимо использовать длинную пролетную базу, и максимально достижимый диапазон энергии (для измерений реакций (n, p) и (n, α)) ограничивается несколькими кэВ. Другой недостаток — фон γ -квантов и быстрых нейтронов, идущих от источника в период между вспышками реактора.

Новый нейтронный источник такого типа — источник резонансных нейтронов (ИРЕН) — сооружается сейчас в Дубне [40]. Это будет подкритичная активная неподвижная зона из плутония с коэффициентом размножения $k = 30$, но с мощным линейным ускорителем ЛУЭ-200. Этот источник будет производить нейтроны с интенсивностью $2 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ при длительности

импульса 400 нс. Когда ИРЕН будет завершен, потоки нейтронов этого источника будут сравнимы с LANSCE в диапазоне от тепловых энергий до 1 кэВ.

Нейтронные источники пятого типа используют реакцию ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$. Когда протоны с энергией чуть выше (p, n) -порога падают на мишень ${}^7\text{Li}$, генерируются нейтроны с энергетическим спектром, очень близким к распределению МБ при $kT \approx 25\text{--}30$ кэВ, вылетающие в заданном кинематикой конусе [41, 42]. Если образец в измерении перекрывает целиком этот конус, то на этом источнике может быть получена величина среднего сечения $\langle\sigma\rangle = \langle\sigma v\rangle/v_t$, непосредственно представляющая интерес для астрофизики. Помимо того, что среднее сечение получается в одном измерении, основным достоинством этого источника является то, что могут быть получены потоки нейтронов выше 10^9 с $^{-1}$. Другим преимуществом является возможность измерения абсолютной величины потока прямыми методами, например, по активации золотой фольги. К основному недостатку этого источника можно отнести то, что спектр нейтронов в области высоких энергий отклоняется по форме от распределения МБ. Это может привести к систематическим расхождениям в измерениях, если сечение круто растет при этих энергиях. Кроме того, измеренные таким способом средние сечения имеют ограниченное применение в других, нежели ядерная астрофизика, областях. Сравнительно недавно [3] модификация этой техники была использована для измерения сечений и асимметрии «вперед-назад» для квазимоноэнергетических ($\Delta E \approx 15\text{--}20\%$) нейтронов в диапазоне энергии от 50 до нескольких сотен кэВ. Схожий, но менее интенсивный источник был использован для измерения сечения реакции ${}^{33}\text{S}(n, \alpha){}^{30}\text{Si}$ [5].

Наконец, пучки тепловых и фильтрованных нейтронов от реакторов были использованы для (n, p) - и (n, α) -измерений [18, 19, 23, 43–45]. Реакторы производят самые высокие потоки и оборудованы большим количеством пучков неполяризованных [43] и поляризованных [23] нейтронов тепловых и субтепловых энергий. При пропускании нейтронов от зоны реактора через различные фильтры можно получить пучки нейтронов с относительно высоким потоком и умеренным разрешением и более высоких энергий. Например, в работе [19] фильтр, составленный из 300 мм ${}^{56}\text{Fe}$, 400 мм Al и 70 мм S, был использован для получения пучка нейтронов при энергии $(24,5 \pm 2)$ кэВ с интенсивностью $4,4 \cdot 10^6$ с $^{-1}$ ·см $^{-2}$. Главные достоинства этих источников — их высокая надежность, возможность достаточно легко измерять абсолютный поток (например, путем активации золота) и проводить длительные измерения. Главные недостатки — ограничение по доступным энергиям и разрешениям, а также наличие фона в фильтрованных пучках.

1.2. Детекторы. Детекторы для измерений сечений реакций (n, p) и (n, α) должны удовлетворять нескольким требованиям. Во-первых, они должны иметь достаточно хорошее амплитудное и временное разрешение. Во-вторых,

детекторы должны обеспечивать хорошую дискриминацию фона, идущего как от образца, так и от пучка. Этот фон может возникать от распада радиоактивного образца, от рассеянных нейтронов или других продуктов реакций, от неколлимированных нейтронов и/или γ -квантов от источника нейтронов. В-третьих, телесный угол, перекрытый детектором, должен быть как можно большим. Наконец, в некоторых случаях важно, чтобы детектор был способен разделять α -частицы и протоны.

Наиболее часто использовались в этих измерениях кремниевые поверхностно-барьерные детекторы (ПБ) и плоскопараллельные ионизационные камеры (ИК). Если выход исследуемой реакции достаточно высок, то предпочтительнее использовать ПБ-детекторы. В этих случаях детектор можно поместить вне пучка, и хорошее отношение сигнал/шум может быть получено в широком диапазоне энергий от тепловых до нескольких МэВ. На рис. 1 приведена схема аппаратуры с ПБ-детектором, которая использовалась в ряде измерений в LANSCE. Если необходимо, могут использоваться два ПБ-детектора как $\Delta E-E$ -телескоп для дальнейшего подавления фона и идентификации частиц.

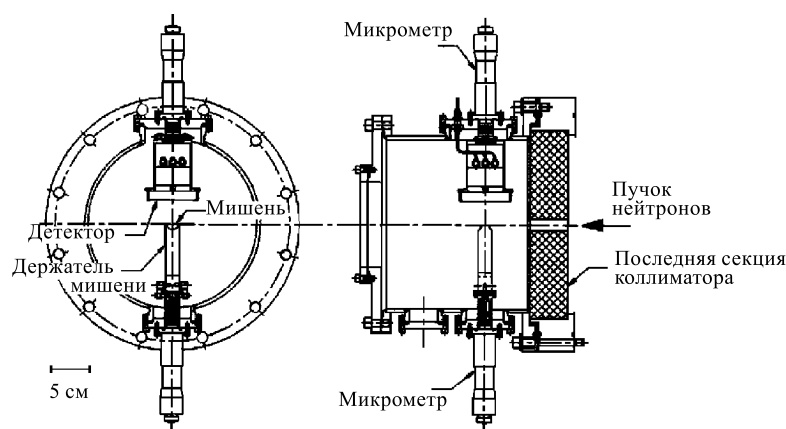


Рис. 1. Схема аппаратуры, использовавшейся в нескольких измерениях сечений реакций (n, p) и (n, α) в LANSCE [1]

Основной недостаток ПБ-детекторов — их относительно небольшие размеры и, следовательно, относительно небольшой телесный угол, если детектор помещен вне пучка. Обычно необходимо применять наиболее тонкий из возможных детекторов, чтобы получить достаточное подавление фона. Типичная толщина используемых детекторов находится в диапазоне $10 \div 100$ мкм, а их площадь — от 50 (для самых тонких) до 2000 мм^2 . Размеры детекторов при заданной толщине ограничены ростом фона, ухудшением разрешения и

трудностями изготовления. В некоторых случаях для получения большого телесного угла детектор с приложенным к нему образцом помещался в прямой пучок [46–48]. Это обычно приводит к повышению фона, ухудшению разрешения, но эти недостатки могут быть скомпенсированы повышением скорости счета. Кроме того, при помещении детектора в пучок его время жизни укорачивается, иногда сильно. Для некоторых экспериментов даже самый большой телесный угол детектора недостаточен, или рост фона настолько велик, что и помещение детектора в пучок бесполезно. Другой недостаток ПБ-детекторов состоит в том, что они содержат значительные количества бора и/или лития. Эти примеси могут вызвать значительный фон благодаря реакции (n, α) на них. Нейтроны, вызывающие этот фон, могут возникать от рассеяния в образце и его подложке, от «гало» коллимированного пучка или самого детектора, если он помещен в пучок. Многие исследуемые (n, p) - или (n, α) -реакции испускают группы протонов или α -частиц при энергиях, очень близких к группам из реакций ${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$ и ${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$, так что весьма трудно бороться с этим фоном.

Ионизационные камеры, обладая такими достоинствами ПБ-детекторов, как хорошее амплитудное и временное разрешение, способность идентификации частиц и подавления фона, позволяют в то же время использовать образцы много больших размеров, имеют большой телесный угол и более гибкую конструкцию. Поэтому ИК интенсивно использовались в (n, p) - и (n, α) -измерениях. Обзор нескольких типов ИК можно найти в статье [22]. Размеры образцов в ИК могут составлять до 1000 см^2 [49]. Эффективный размер образцов может быть еще увеличен путем использования многослойных плоскопараллельных камер [49, 50] или длинной цилиндрической камеры с образцом, помещенным с наклоном под малым углом по отношению к пучку [51]. Кроме того, довольно легко могут быть использованы газообразные мишени [52–55], выполнена идентификация частиц и измерено их угловое распределение [56, 57].

Недостатки ИК обусловлены тем, что детектор должен быть помещен в пучок нейтронов. Наиболее серьезная проблема встречается при работе ИК с источником «белых» нейтронов — это фон, вызванный вспышкой γ -квантов (и быстрых нейтронов) в момент импульса источника. Такая вспышка может вызвать насыщение электроники на время до сотен мкс. При обычно используемых пролетных базах это ограничивает измерения до энергии порядка 1 кэВ. Энергетический диапазон может быть расширен до нескольких кэВ благодаря использованию в пучке фильтров, оптимизации коллиматора и геометрии камеры.

В работах [58, 59] было показано, что проблема γ -вспышки может быть преодолена в значительной степени благодаря применению старой идеи компенсационной ИК (КИК) [60], адаптированной для измерений на источнике «белых» нейтронов. Принцип работы КИК иллюстрирует рис. 2. В КИК

плоскости электродов, помещенных по обе стороны центрального электрода, содержащего образец, находятся под равным, но противоположным по знаку потенциалом. Когда вспышка γ -квантов проходит через камеру, она индуцирует почти одинаковые по величине, но противоположные по знаку заряды от этих двух объемов. Поэтому из-за γ -вспышки на сигнальном электроде собирается близкий к нулю заряд. Напротив, (n, p) - или (n, α) -взаимодействия в образце приводят к образованию заряда только в одном из объемов и индуцируют нормальный сигнал. С использованием КИК на 8,5-м пролетной базе ORELA измерения были расширены по энергии до нескольких МэВ (см. рис. 3, на котором показаны измерения сечения реакции $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$, выполненные с помощью КИК).

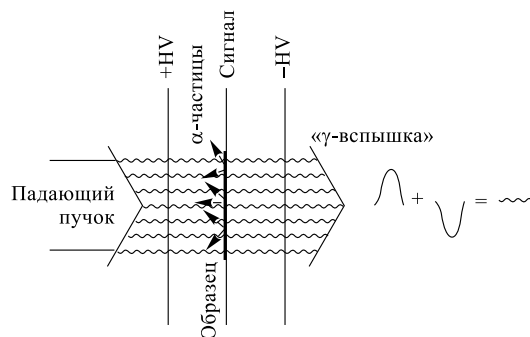


Рис. 2. Схема, демонстрирующая принцип работы компенсационной ИК для измерений реакций (n, p) и (n, α) на источниках «белых» нейтронов

Последний детектор, который мы обсудим, основан на сцинтилляторе ZnS с фотоумножителем. Изучаемый образец смешивается с ZnS, соединяется с фотоумножителем и этот детектор-образец помещается в пучок. К главным преимуществам ZnS-сцинтиллятора можно отнести то, что он, как и ИК, имеет большой телесный угол, поэтому может использоваться образец больших размеров. Так как постоянная распада у него достаточно мала ($\tau \approx 40$ нс) и ZnS очень устойчив к γ -лучам, то он мало чувствителен к γ -вспышке. Главный недостаток ZnS состоит в том, что он доступен только в виде порошка, поэтому собирание света мало и, следовательно, амплитудное разрешение очень плохое. Смесь ZnS и тетраоксида углерода была использована для измерений сечений реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ в спектрометре по замедлению в свинце [61]. Недавно [58] смесь ZnS и сульфата калия, обогащенного ^{33}S , была использована для измерения реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$. В обоих случаях имеется хорошее согласие данных, полученных в ZnS-измерениях и других, более распространенных методах измерений (см. рис. 4, где последние измерения ZnS-сцинтиллятором сечения реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ сравниваются с предыдущими данными, полученными с помощью ПБ-детектора).

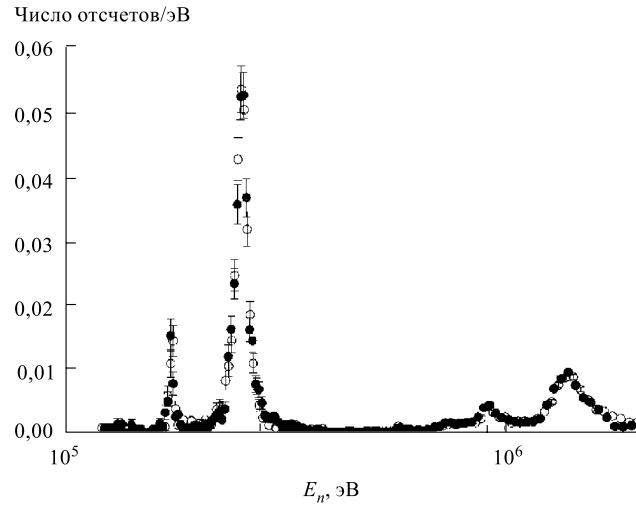


Рис. 3. Выход α -частиц из реакции $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ в зависимости от энергии нейтронов, измеренный с помощью компенсационной ИК на ORELA [58]: \circ — в переднюю полусферу относительно пучка; \bullet — в заднюю полусферу

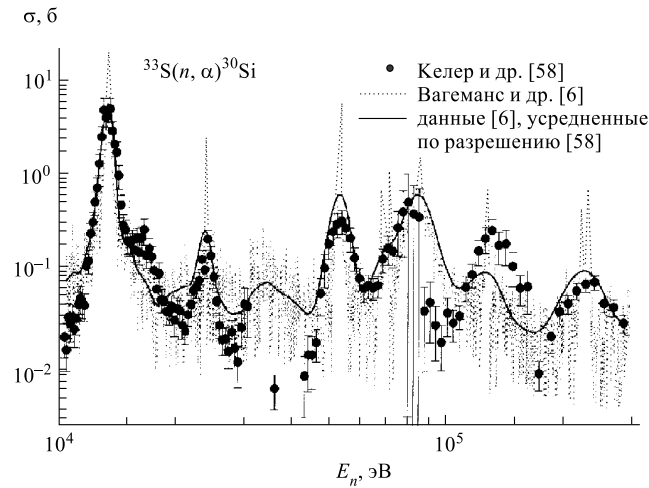


Рис. 4. Сечение реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ в диапазоне $30 \div 300$ кэВ

1.3. Образцы. Изготовление необходимого образца может оказаться самой трудной частью эксперимента и, возможно, наибольшим ограничением на будущие измерения. Многие из представляющих интерес изотопов имеют очень малое содержание в естественной смеси или радиоактивны, или/и

имеют относительно малое сечение. Поэтому надо найти способ производства или обогащения представляющего интерес изотопа и потом с высокой эффективностью приготовить из этого материала подходящий образец. Образцы должны быть относительно тонкими и достаточно однородными, чтобы заряженные частицы, испущенные образцом, теряли в нем не очень много энергии и имели небольшой энергетический разброс. Обычные значения Q реакций, представляющих интерес, лежат в пределах от 0,5 до нескольких МэВ, следовательно, допустимый диапазон толщин образца составляет от нескольких десятков $\text{мкг}/\text{см}^2$ до $\sim 1 \text{ мг}/\text{см}^2$. Образец не должен содержать значительного количества примесей с положительной Q реакции и большими сечениями реакций (n, p) и/или (n, α) . На практике наибольшее беспокойство доставляют примеси ^{10}B и ^6Li , а образцы сделаны из химических соединений и почти всегда удовлетворяют условию, что мишень должна быть не очень толстой. Кроме того, подложка образца должна быть тонкой, чистой, практичной и иметь маленькое сечение рассеяния и захвата нейтронов. Наконец, специальные меры предосторожности должны быть приняты для минимизации как дозы, получаемой персоналом, так и распространения загрязнения во время приготовления и использования радиоактивных образцов.

Радиоизотопы для образцов производятся при расщеплении ядер протонами [62], в реакциях с заряженными частицами низких энергий [63] и при облучении нейтронами в реакторах [13]. Выбор метода приготовления обусловлен обычно компромиссом между удельной активностью и стоимостью. Сразу после производства изотоп должен быть выделен и превращен в соединение, обычно используемое для приготовления образца. Требуется особая осторожность в течение этих шагов, чтобы сохранить наивысшую удельную активность с целью получения не очень толстого готового образца. Образцы готовятся различными методами, включая осаждение из водного раствора [63], вакуумное напыление [13, 64], гальваническое покрытие [2, 65] и распыление из пульверизатора [65]. Метод последовательного нанесения водных капель широко используется для приготовления радиоактивных образцов из-за его высокой эффективности и простоты. Главный недостаток этого метода состоит в том, что готовые мишени не являются однородными, а также могут иметь тенденцию отслаиваться от подложки. Данные, полученные с использованием ПБ-детектора и высококачественного образца, приготовленного методом накапывания, приведены на рис. 5. Вакуумным напылением можно получить гораздо более однородные мишени, но этот метод менее эффективен и много сложнее. Для радиоактивных образцов должны быть выполнены меры предосторожности, чтобы ограничить распространение загрязнений; до сих пор напыление в вакууме использовалось только для долгоживущих радиоизотопов [13, 62, 64]. Гальваническое покрытие, электрораспыление и распыление из пульверизатора широко использовались для изготовления актинидных образцов для (n, f) -измерений [65] и в меньшей степени для приго-

товления образцов для (n, p) - и (n, α) -измерений [2, 62]. Образцы хорошего качества могут быть сделаны с высокой эффективностью способом гальванического покрытия. Главный недостаток здесь в том, что можно пострадать от отсутствия воспроизводимости, и иногда только малая часть материала осаждается на подложку. Также могут быть ограничения на материал подложки и химический состав вещества. Одно исключение, когда электрохимическая методика работает очень хорошо, — это приготовление образцов из обогащенных изотопов кислорода [2]. Наконец, распыление из пульверизатора было успешно использовано для приготовления нескольких образцов с хорошей эффективностью и однородностью [65].

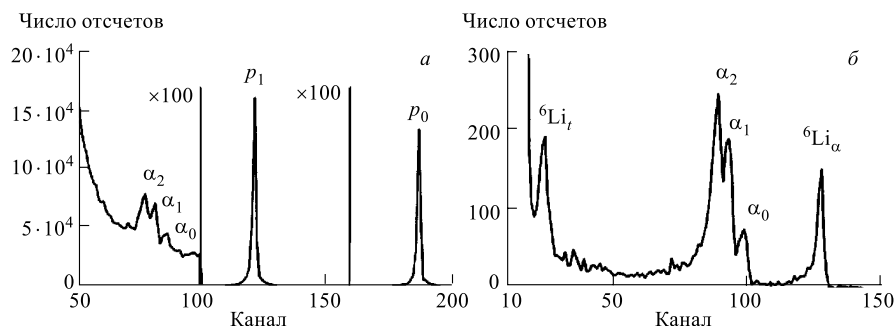


Рис. 5. Спектры протонов и α -частиц из $(^{22}\text{Na} + n)$ -измерений с тепловыми нейтронами на образце, содержащем 75 нг ^{22}Na [4]: спектр с ПБ-детектора с площадью 50 мм^2 и толщиной а) 150 мкм; б) 10 мкм

2. ИЗУЧЕНИЕ СТРУКТУРЫ ЯДЕР МЕТОДОМ (n, α) - И (n, p) -РЕАКЦИЙ

Исследование реакций (n, p) - и (n, α) представляет интерес как для изучения строения ядра и элементарных взаимодействий, проявляющихся в свойствах атомных ядер, так и для теории ядерных реакций и α - и p -распадов. Изучение строения ядра неразрывно связано с выяснением механизма ядерных реакций. С появлением интенсивных импульсных источников нейтронов стало развиваться и это новое направление нейтронной спектроскопии, позволяющее дополнить (или получить совсем новую) информацию об энергии, спине, четности ядерных состояний, и измерить полные и парциальные α - и p -ширины дополнительно к нейтронным и радиационным ширинам нейтронных резонансов.

Экспериментальные данные для средних и тяжелых ядер, полученные на медленных и быстрых нейтронах, показывают, что для них основную роль играют разные механизмы ядерных реакций. В реакциях (n, p) и (n, α) на быстрых нейтронах это прямые и полупрямые процессы, на медленных и промежуточных ($E_n \leq 100$ кэВ) нейтронах подавляющий вклад в энергию возбуждения вносится за счет энергии связи нейтрона B_n , поэтому можно пренебречь прямыми и рассматривать только процессы, идущие через стадию компаунд-ядра, то есть описывать их с помощью статистической теории, в основе которой лежит концепция составного ядра Н. Бора. В этой модели нейтрон сильно взаимодействует с нуклонами ядра и распределяет свою энергию среди них. Для такого сложного движения возможно только статистическое рассмотрение, которое имеет дело со средними величинами и распределениями резонансных параметров около них. Только для самых легких ядер можно получать сечения нейтронных реакций из динамических ядерных моделей.

Даже низколежащие состояния ядер оказались весьма сложными структурами. С ростом же энергии возбуждения структура состояний ядер значительно усложняется, особенно таких высоковозбужденных, как нейтронные резонансы, каждый из которых индивидуален по своим характеристикам. Поэтому для дальнейшего изучения ядерной структуры необходимо проводить комплексное изучение ядерных реакций, в которых проявляются различные компоненты волновых функций состояний. В связи с тем, что α -распаду компаунд-состояний посвящен ряд обзоров, например [22], в этом разделе мы подробнее остановимся на распаде компаунд-состояний по протонному каналу и приведем только новые данные по α -распаду.

При рассмотрении ядерной реакции как процесса, идущего через составное ядро C :



можно представить сечение реакции σ_x в виде

$$\sigma_x = \sigma_c \Gamma_x / \Gamma, \quad (2)$$

где σ_c — сечение образования компаунд-ядра; Γ_x / Γ — относительная вероятность его распада по каналу с вылетом частиц x . Здесь Γ_x — ширина соответствующей реакции, Γ — полная ширина уровня.

При распаде компаунд-состояния по любому каналу должны выполняться правила отбора, следующие из законов сохранения полного момента количества движения, четности и энергии всей системы:

$$\begin{aligned} \pi_C \pi_B &= (1-)^{l_x}, \\ |J_C - I_B| &\leq l_\alpha \leq J_C + I_B, \\ |J_C - I_B| &\leq j_p \leq J_C + I_B; \quad |j_p - 1/2| \leq l_p \leq j_p + 1/2. \end{aligned} \quad (3)$$

Спин и четность компаунд-состояния определяются характеристиками взаимодействия падающего нейтрона с ядром-мишенью:

$$\begin{aligned}\pi_A \pi_C &= (1-)^{l_n}, \\ |I_A - j_n| &\leq J_C \leq I_A + j_n, \\ |l_n - 1/2| &\leq j_n \leq l_n + 1/2.\end{aligned}\quad (4)$$

Здесь $j_n(j_p)$ — полный момент нейтрона (испущенного протона): $\mathbf{j}_n = \mathbf{l}_n + \mathbf{1}/2$; $\mathbf{j}_p = \mathbf{l}_p + \mathbf{1}/2$; l_n, l_p, l_α — орбитальные моменты нейтрона и вылетающих протона и α -частицы; I_A, J_C, I_B — спины ядра-мишени, компаунд-состояния и состояния дочернего ядра соответственно.

Энергетическую зависимость сечения описывают обычно формулой Брейта–Вигнера (БВ) для изолированного уровня:

$$\sigma_{nx} = \pi \Lambda_0 \Lambda \frac{g_J \Gamma_n(E_0) \Gamma_x}{(E - E_0)^2 + (\Gamma^2/4)}.\quad (5)$$

Здесь E_0 — энергия резонанса; $\Lambda = \lambda/2\pi$, где λ — длина волны нейтрона; $g_J = \frac{(2J+1)}{2(2I+1)}$ — весовой статистический множитель для нейтронов с $l_n = 0$; Γ_n — нейтронная ширина.

Более строгое описание энергетической зависимости эффективных сечений дает одноуровневое приближение R -матричной теории [66]:

$$\sigma_{nx} = \pi \Lambda^2 \frac{g_J \Gamma_n \Gamma_x}{[E_\lambda + \Delta_\lambda(E)]^2 + (\Gamma^2/4)},\quad (6)$$

E_λ — характеристическая энергия; Δ_λ — сдвиг уровня, который определяется приведенными ширинами, граничными условиями задачи и функциями сдвига. R -матричный анализ успешно используется для определения свойств ядерных состояний, а R -матричные параметры определяются из подгонки к описанию сечений для открытых каналов реакций и «привязаны» к энергии возбуждения и ширинам состояний в компаунд-ядре. Однако при подгонке возникает ряд проблем, если: 1) открыто много каналов реакции, при этом задача однозначного получения из подгонки набора параметров γ_{λ_c} для каждого уровня становится трудной; 2) экспериментальные данные имеются не для всех каналов, неполнота данных снижает определенность задания J^π для уровней и мешает определению ширин уровней; 3) в компаунд-ядре существуют очень широкие состояния, которые не проявляются явно как отчетливые резонансы в сечениях, что особенно характерно для легких ядер.

Со структурой ядра тесно связаны ширины различных каналов распада компаунд-состояния λ , которые в R -матричной теории записываются в виде

$$\Gamma_{\lambda_c} = 2\gamma_{\lambda_c}^2 P_c,\quad (7)$$

где $\gamma_{\lambda_c}^2$ — не зависящая от энергии приведенная ширина; $P_c = \frac{kR}{(F_l^2 + G_l^2)_c}$ — проницаемость в канале c , определяемая через кулоновские регулярную и нерегулярную функции $F(kR)$ и $G(kR)$; $k = 1/\Lambda$ — волновое число; R — радиус канала c . Так, для s -волновых нейтронных ширин $F_0^2 G_0^2 = 1$ и $\Gamma_n \sim \sqrt{E}$ (закон $1/v$), а $\gamma_n^2 = \frac{\Gamma_n}{2kR}$.

Приведенная ширина зависит как от свойств возбужденного состояния составного ядра, так от состояния конечного ядра. При суммировании по всем возможным состояниям конечного ядра получим верхний предел для γ^2 . Это так называемый предел Вигнера. Для ширины, отвечающей вылету нуклона, он получается равным $\gamma_w^2 \leq \sim \frac{3\hbar^2}{2M_n R^2}$. Этот верхний предел полезен для исключения определенных парциальных волн.

2.1. Сечения реакций (n, p) и (n, α) на тепловых нейтронах. На первом этапе большое значение имели измерения сечений реакций (n, p) и (n, α) на тепловых нейтронах. Наличие интенсивных потоков тепловых нейтронов от стационарных реакторов позволяет измерять малые сечения σ_{np}^{th} и $\sigma_{n\alpha}^{\text{th}}$ и использовать для измерений тонкие мишени малой площади, обеспечивающие получение хорошего разрешения по энергии регистрируемых частиц, то есть разрешать парциальные p - и α -переходы (переходы на основное и на возбужденные состояния дочернего ядра). Если не учитывать измерения на легких стабильных ядрах (${}^6\text{Li}$, ${}^{10}\text{B}$) с очень большими тепловыми сечениями $\sigma_{n\alpha}^{\text{th}}$, то можно считать, что исследования реакций с вылетом заряженных частиц на тепловых нейтронах начались с 1950 г. — с работ Альпера [67] и Фараджи и др. [68], в которых получены первые данные о $\sigma_{n\alpha}^{\text{th}}$ для железа и цинка. Затем Мюнхен [69] провел измерения на ${}^{32,33}\text{S}$, ${}^{40}\text{Ca}$ и ${}^{58}\text{Ni}$, Ханна [52] — на ${}^{36}\text{Ar}$. Измерения реакции (n, α) на тяжелых ядрах проведены Андреевым и Сироткиным [70], которые с помощью ИК измерили $\sigma_{n\alpha}^{\text{th}}$ для ${}^{143}\text{Nd}$, ${}^{147,149}\text{Sm}$ и ${}^{151}\text{Eu}$ и для нескольких десятков ядер из области $145 \leq A \leq 239$ получили верхние оценки сечения. Существенный прогресс в экспериментальных исследованиях был достигнут с использованием ПБ-детекторов. Макфарлайн и Алмадовар [71] получили экспериментальный спектр α -частиц для ${}^{147}\text{Sm}$, Хейфетц и др. [72] — для ${}^{147,149}\text{Sm}$ и ${}^{143}\text{Nd}$. Затем изучением реакций (n, p) и (n, α) на тепловых нейтронах на средних и тяжелых ядрах занимались многие исследователи [73–76]. В результате этих исследований обнаружены реакции (n, p) и (n, α) для нескольких десятков изотопов: определены сечения $\sigma_{n\alpha}^{\text{th}}$ и σ_{np}^{th} , сечения для парциальных переходов и энергии вылетающих заряженных частиц; почти для десятка изотопов обнаружена двухступенчатая $(n, \gamma\alpha)$ -реакция. Последние результаты для ядер из области $A < 60$ вместе с некоторыми характеристиками ядер и реакций приведены в табл. 1.

Конечно, возможности получения физической информации в исследованиях на тепловых нейтронах носят ограниченный характер. Дело в том, что в тепловой точке вклад в сечение могут дать и несколько резонансных уровней с различными параметрами и весом. Даже если $\sigma_{np(n\alpha)}^{\text{th}}$ определяется только одним ближайшим резонансом, из-за сильной флуктуации ширины отдельных резонансов появляются трудности в оценке согласия экспериментальных данных с теоретическими значениями. Тем не менее из анализа приведенных α -ширин Андреев и Сироткин заключили [70], что значения экспериментальных приведенных ширин δ_{exp}^2 удовлетворительно согласуются с оценками δ^2 , полученными из статистической теории, и во многих случаях противоречат одночастичным оценкам. Величины δ_{exp}^2 и δ_{stat}^2 определялись по формулам: $\delta_{\text{exp}}^2 = 2\pi\Gamma_{\alpha}/\sum_l P_l$; $\delta_{\text{stat}}^2 = \delta_0 D/D_0$, где P_l — проницаемость барьера для частиц с угловым моментом l ; D — среднее расстояние между компаунд-состояниями данного спина, D_0 — среднее расстояние между уровнями вблизи основного состояния с его спином ($D_0 \sim 1$ МэВ). Одночастичные значения δ_0 для α -распада между основными состояниями материнского и дочернего ядра брались, как правило, равными 0,1 МэВ.

Необходимо отметить, что большая ценность измерения тепловых сечений заключается в том, что эти величины используются часто в качестве опорных при измерении сечений на резонансных нейтронах.

2.2. Ход сечения и положения уровней вблизи нейтронного порога.

Представим имеющиеся сейчас экспериментальные данные по эффективному сечению реакций (n, p) и (n, α) для легких ядер и ядер со средней атомной массой в зависимости от энергии нейтронов. Для анализа использовались имеющиеся данные по сечениям инверсных реакций, а также реакций, идущих через образование этого же составного ядра.

${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$. Основное состояние ядра ${}^3\text{He}$ имеет $J^{\pi} = 1/2^+$, поэтому s -нейтроны могут возбуждать уровни 0^+ и 1^+ . Бергман и др. [93] обнаружили сильное отклонение от закона $1/v$ в сечении реакции ${}^3\text{He}(n, p){}^3\text{H}$ и показали, что реакция идет через один спиновый канал 0^+ . Отклонение было объяснено введением в рассмотрение возбужденного уровня ядра ${}^4\text{He}$ со спином 0^+ и протонной шириной $\Gamma_p = 1,2$ МэВ при энергии ≈ 20 МэВ, то есть лежащего между протонным и нейтронным порогами (19,815 и 20,578 МэВ соответственно). Анализ проводился при представлении сечения в виде

$$\sigma(E) = (\sigma\sqrt{E})_{\text{th}}/(1 + \alpha\sqrt{E} + \beta E + \dots), \quad (8)$$

где очевидны не только закон $1/v$, но и отклонения от него, описываемые членами с α и β . Так, член с α ведет к появлению отрицательной постоянной в сечении и определяется значением σ_{th} в тепловой точке и соотношением вкладов каналов со спинами $I = \pm 1/2$. Получены параметры

Таблица 1. Характеристики реакций (n, p) и (n, α) и их сечения на тепловых нейтронах

Реакция	Q , МэВ	I_i	I_f	$T_{1/2}$, (содержание изотопа, %)	$\sigma_{np}, \sigma_{n\alpha}$, б	Ссылка
${}^3\text{He}(n, p)\text{T}$	0,763	$1/2^+$	$1/2^+$	(0,000137)	5333 ± 7	[77]
${}^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$	4,782	1^+	$1/2^+$	(7,5)		[77]
${}^7\text{Be}(n, p_0){}^7\text{Li}$	1,643	$3/2^-$	$3/2^-$	53,29 сут.	420 ± 120	[1]
${}^7\text{Be}(n, p_1){}^7\text{Li}^*$	1,165		$1/2^-$		38400 ± 800	[1]
${}^7\text{Be}(n, \alpha){}^4\text{He}$	18,990		0^+		$< 0,0001$	[78]
${}^{10}\text{B}(n, p){}^{10}\text{Be}$	0,226	3^+	0^+	(19,9)	$0,0064 \pm 0,0005$	[79]
${}^{10}\text{B}(n, \alpha_0){}^7\text{Li}$	2,789		$3/2^-$		$241,7 \pm 1,2$	[80]
${}^{10}\text{B}(n, \alpha_1){}^7\text{Li}^*$	2,311		$1/2^-$		3595 ± 7	[80]
${}^{14}\text{N}(n, p){}^{14}\text{C}$	0,625	1^+	0^+	(99,634)	$1,83 \pm 0,03$ $1,83 \pm 0,07$ $1,90 \pm 0,04$	[52] [18] [55]
${}^{17}\text{O}(n, \alpha){}^{14}\text{C}$	1,817	$5/2^+$	0^+	(0,038)	$0,235 \pm 0,010$ $0,233 \pm 0,012$ $0,236 \pm 0,006$ $0,244 \pm 0,007$	[77, 52] [81] [55] [82]
${}^{21}\text{Ne}(n, \alpha){}^{18}\text{O}$	0,696	$3/2^+$	0^+	(0,27)	$< 1,5$ $0,00018 \pm 0,00009$	[77] [81]
${}^{22}\text{Na}(n, p_0){}^{22}\text{Ne}$	3,624	3^+	0^+	2,602 лет	235 ± 25 225 ± 20	[83] [4]
${}^{22}\text{Na}(n, p_1){}^{22}\text{Ne}$	2,349		2^+		27600 ± 2400 30375 ± 2600	[4] [83]
${}^{22}\text{Na}(n, \alpha_0){}^{19}\text{F}$	1,951		$1/2^+$		36 ± 8	[4]
${}^{22}\text{Na}(n, \alpha_1){}^{19}\text{F}^*$	1,841		$5/2^-$		94 ± 22	[4]
${}^{22}\text{Na}(n, \alpha_2){}^{19}\text{F}^*$	1,754		$1/2^+$		127 ± 33	[4]
${}^{26}\text{Al}(n, p_0){}^{26}\text{Mg}$	4,787	5^+	0^-	$7,4 \cdot 10^5$ лет	$0,033 \pm 0,013$	[48]
${}^{26}\text{Al}(n, p_1){}^{26}\text{Mg}^*$	2,978		2^+		$2,37 \pm 0,19$	[48, 84]
${}^{26}\text{Al}(n, \alpha_0){}^{23}\text{Mg}$	2,966		3^+		$0,88 \pm 0,23$	[84]
${}^{33}\text{S}(n, \alpha){}^{30}\text{Si}$	3,493	$3/2^+$	0^+	(0,75)	$0,190 \pm 0,080$ $0,115 \pm 0,010$	[5] [6]

Окончание табл. 1

$^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$	0,614	$3/2^+$	$3/2^+$	(75,77)	489 ± 14 440 ± 10 575 ± 13	[77] [85] [86]
$^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$	1,924	2^+	0^+	$3,01 \cdot 10^5$ лет	$0,047 \pm 0,002$ $0,0462 \pm 0,0006$ $0,00059 \pm 0,00007$	[55] [13] [55]
$^{36}\text{Cl}(n, \alpha)^{33}\text{P}$	2,462		$1/2^+$			[55]
$^{36}\text{Ar}(n, \alpha)^{33}\text{S}$	2,002	0^+	$3/2^+$	(0,3365)	$0,0055 \pm 0,0001$ $0,00543 \pm 0,00027$	[52] [81]
$^{37}\text{Ar}(n, p)^{37}\text{Cl}$	1,595	$3/2^+$	$3/2^+$	35,04 сут.	69 ± 14 32 ± 4 37 ± 4	[87] [55] [88]
$^{37}\text{Ar}(n, \alpha)^{34}\text{S}$	4,630		0^+		1970 ± 330 920 ± 70 1070 ± 80	[87] [55] [88]
$^{37}\text{Ar}(n, \alpha_1)^{34}\text{S}^*$	2,502		2^+		$0,31 \pm 0,10$	[88]
$^{40}\text{K}(n, p)^{40}\text{S}$	2,287	4^-	0^+	$1,277 \cdot 10^9$ лет	$4,4 \pm 0,9$	[43]
$^{40}\text{K}(n, \alpha)^{37}\text{S}$	3,872		$3/2^+$	(0,0117)	$0,39 \pm 0,08$	[43]
$^{41}\text{Ca}(n, p)^{41}\text{K}$	1,203	$7/2^-$	$3/2^+$	$1,03 \cdot 10^5$ лет	$0,007 \pm 0,002$	[55]
$^{41}\text{Ca}(n, \alpha_0)^{38}\text{Ar}$	5,223	0^+			$0,042 \pm 0,006$	[55]
$^{41}\text{Ca}(n, \alpha_1)^{38}\text{Ar}^*$	3,055	2^+			$0,130 \pm 0,026$	[55]
$^{50}\text{V}(n, p)^{50}\text{Ti}$	2,990	6^-	0^+	$1,4 \cdot 10^{17}$ лет (4,345)	$0,00040 \pm 0,00002$ $0,00028 \pm 0,00004$ $0,00071 \pm 0,00004$	[28] [89] [90]
$^{59}\text{Ni}(n, p_0)^{59}\text{Co}$	1,855	$3/2^-$	$7/2^-$	$7,6 \cdot 10^4$ лет	$1,34 \pm 0,18$	[91]
$^{59}\text{Ni}(n, p_1)^{59}\text{Co}^*$	0,756		$3/2^-$		$\leq 0,30$	[91]
$^{59}\text{Ni}(n, \alpha_0)^{56}\text{Fe}$	5,096		0^+		$13,1 \pm 1,1$ $13,7 \pm 1,2$ $12,3 \pm 0,6$	[91] [92] [77]
$^{59}\text{Ni}(n, \alpha_1)^{56}\text{Fe}^*$	4,249		2^+		$0,188 \pm 0,016$	[91]

$\alpha = (4,17 \pm 0,55) \cdot 10^{-2}$, $\beta = (3,5 \pm 1,5) \cdot 10^{-1}$. Данные для σ_{np} в более широком диапазоне энергий (10 ÷ 300 кэВ) получены Макклином и Гиббонсом [94, 95] по соотношению детального баланса из измерений обратной реакции $T(p, n)^3\text{He}$, однако их точность ($\sim 10\%$) не дала новой информации о характере отклонений σ_{np} от закона $1/v$. Более точные (2–3%) измерения до

энергии 130 кэВ провели Борзаков и др. [96, 97] и получили значения параметров отклонения от $1/v$: $\alpha = (5,34 \pm 0,11) \cdot 10^{-2}$, $\beta = (2,11 \pm 0,32) \cdot 10^{-3}$, а также оценку относительного вклада в сечение канала со спином $I+1/2$, равную $(0,2 \pm 0,1)\%$, подтверждающую вывод работы [93], что сечение реакции полностью определяется каналом реакции со спином и четностью 0^+ . Для получения параметров уровня результаты анализировались на основе одноуровневой R -матричной формулы (6). Первый возбужденный уровень ${}^4\text{He}$ проявился и во многих других реакциях: ${}^3\text{H}(p, n){}^3\text{He}$, ${}^3\text{H}(p, p){}^3\text{H}$, ${}^3\text{H}(d, n){}^4\text{He}$, ${}^3\text{He}(d, p){}^4\text{He}$, ${}^4\text{He}(e, e')$, ${}^4\text{He}(\alpha, \alpha')$ [98–100].

Хотя существование первого возбужденного уровня ${}^4\text{He}$ $E_x = 20,1$ МэВ, $J^\pi = 0^+$ и является общепринятым, имеются большие трудности в расчетах по оболочечной модели поместить уровень $J^\pi = 0^+$ в область между $p^3\text{H}$ - и $n^3\text{He}$ -порогами [98], а также получить надежные значения характеристик уровня 0^+ , в частности, приведенных ширин. Так, Балашко и др. [99] провели фазовый анализ результатов измерения pT -рассеяния и получили значения $\gamma_p^2 = 5,2$ МэВ, $\gamma_n^2 = 2,1$ МэВ ($\gamma_p^2/\gamma_n^2 \approx 2,5$), Борзаков и др. в предварительной публикации [96] приводят величины $\gamma_p^2 = 6,7$ МэВ, $\gamma_n^2 = 4,5$ МэВ ($\gamma_p^2/\gamma_n^2 = 1,5$), а в [97] из тех же экспериментальных данных получают несколько наборов параметров, удовлетворительно описывающих сечение, и рекомендуют набор с равными протонной и нейтронной приведенными ширинами $\gamma_n^2 = \gamma_p^2 = 3,4$ МэВ. Авторы [98] приводят предварительные результаты R -матричного анализа широкого набора экспериментальных данных по разным реакциям для ${}^4\text{He}$ до энергии возбуждения ниже 29 МэВ и отмечают, что значительная разница между резонансными параметрами, извлеченными из полюсов S -матрицы, и БВ-параметрами определяется положением 0^+ -состояния. Полюса S -матрицы расположены, по крайней мере, на 3 МэВ выше по энергии возбуждения, чем полюса K_R , означая, что 0^+ -состояние лежит после первого возбужденного состояния ${}^4\text{He}$. Это может объяснить и трудности расчетов по оболочечной модели в получении энергии возбуждения 0^+ -состояния так же низко, как «традиционное» положение между $p^3\text{H}$ - и $n^3\text{He}$ -порогами. Поэтому и в настоящее время вопрос о значениях резонансных параметров и природе уровня нельзя считать до конца выясненным.

${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$. В связи с большим практическим значением ${}^6\text{Li}$ (перспективы использования в реакторах-размножителях, широкое использование в качестве стандарта), а также с учетом его большого нейтронного сечения, имеющего около нейтронного порога ($B_n = 7,2501$ МэВ) плавную $(1/v)$ -зависимость, имеется огромное количество работ, посвященных измерению и анализу нейтронных сечений, например [101–109]. Несмотря на то, что сейчас имеются достаточно надежные экспериментальные данные и согласующиеся с ними оцененные при помощи R -матричного анализа с привлечением широкого круга реакций величины, пока нет полного понимания механизма

взаимодействия нейтронов с ${}^6\text{Li}$. В области энергии нейтронов до 2–3 МэВ наиболее существенными являются два процесса: реакция ${}^6\text{Li}(n, \alpha){}^3\text{H}$ и упругое (n, n) -рассеяние.

Медленные s -нейтроны должны возбуждать уровни положительной четности $1/2^+$ и $3/2^+$ ${}^7\text{Li}$, однако в энергетической зависимости $\sigma(E)$ явно обнаружен только один пик, отвечающий p -резонансу при $E_n = (244,5 \pm 1)$ кэВ, $J^\pi = 5/2^-$ ($E_x = 7,4595$ МэВ) с большой нейтронной и малой α -ширинами, и небольшой горб при $E_n \approx 2$ МэВ. Большое тепловое сечение с зависимостью $1/v$ объясняется в [102–104, 106, 109] вкладом отрицательного по отношению к нейтронному порогу уровня $1/2^+$ и далекого уровня $3/2^+$ при $E_n \approx 3$ МэВ. Однако такие состояния не наблюдались ни в ${}^7\text{Li}$, ни в зеркальном ядре ${}^7\text{Be}$ [101]. Таким образом, эти состояния целиком относятся к различным состояниям непрерывного спектра. Попытка анализа с использованием уровней $E_{n(1/2^+)} = -808$ кэВ и $E_{n(3/2^+)} = 3498$ кэВ из работы [102] была сделана Алфименковым и др. [107]. Отклонение расчетных кривых, которые вышли из коридора погрешности «экспериментальных» кривых, не объясняется известным высоколежащим p -уровнем. Авторы считают, что причиной такого расхождения является гипотетический отрицательный резонанс. Отказ от него позволяет получить удовлетворительное описание, если использовать, по крайней мере, один резонанс в канале $J^\pi = 3/2^+$ с параметрами $E_0 = 1420$ кэВ, $\gamma_n^2 = 903$ кэВ, $\gamma_\alpha^2 = 19$ кэВ и сохранить сечение реакции в канале $J^\pi = 1/2^+$, следующее закону $1/v$. Вейгман и Манакос [105] показали, что такое сечение можно описать количественно, если учесть кластерную структуру ядра ${}^6\text{Li}$ и механизм реакции прямой передачи дейтрона налетающему нейтрону.

${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$. Радиоактивное, довольно короткоживущее ядро ${}^7\text{Be}$ имеет очень большое тепловое сечение (табл. 1). Большой интерес к этому ядру возник еще в пятидесятые годы в связи с детальным изучением реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ как источника моноэнергетических нейтронов с регулируемой энергией (см., например, обзор Гиббонса и Ньюсона [110]), когда потребовалось знание структуры ядра ${}^8\text{Be}$ вблизи протонного ($B_p = 17,2543$ МэВ) и нейтронного ($B_n = 18,8985$ МэВ) порогов. Большое тепловое сечение было объяснено [111] существованием вблизи нейтронного порога не широкого ($\Gamma < 30$ кэВ) уровня 2^- с приведенной нейтронной шириной, почти в 5 раз большей протонной. Из-за больших экспериментальных трудностей было измерено только тепловое сечение [111] и значительно позже — сечение на резонансных нейтронах: в работах [112, 113] до нескольких сотен эВ и в [1] до 13,5 кэВ. Энергетическая зависимость сечения (рис. 6) до 100 эВ следует зависимости $1/v$, выше начинает отклоняться от нее и при 13,5 кэВ отличается почти в два раза. Новые данные Келера и др. [1] в пределах ошибок согласуются с данными Ньюсона и др. [114] и Маклина и Гиббонса [94] по реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$, пересчитанными по методу детального баланса, по

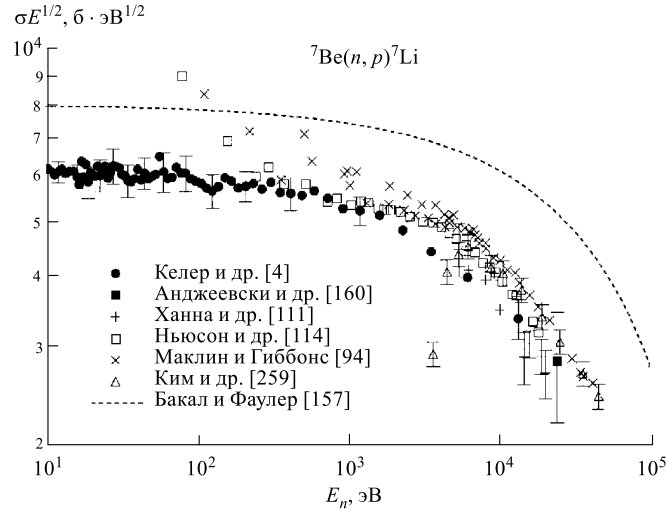


Рис. 6. Приведенное сечение реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ при $E_n > 10$ эВ: ● и ■ — данные прямых измерений; инверсные данные показаны разными значками. Сечение, использовавшееся ранее в астрофизике, показано штриховой линией

крайней мере, до области энергии несколько сотен эВ выше нейтронного порога. В отличие от Ханна [111] Ньюсон и др., анализируя данные по измерениям ${}^7\text{Li}(p, n)$, ${}^7\text{Li}(p, p'\gamma)$, ${}^7\text{Li}(p, \gamma)$, получили, что лучшее соответствие около порога будет при предположении о существовании при $E_p \approx 1,9$ МэВ широкого резонанса с $0,5 < \Gamma_p < 1,5$ МэВ, спином $J^\pi = 2^-$, $l_p = 0$, приведенной нейтронной шириной, много большей приведенной протонной ширины ($\gamma_n^2/\gamma_p^2 \approx 4,5$, и с учетом хорошо проявляющегося резонанса при $E_p = 2,25$ МэВ, $\Gamma_n = \Gamma_p = \Gamma/2 = 0,110$ МэВ, $J^\pi = 3^+$ и $(\gamma_n^2/\gamma_p^2) = 5,5$. Сопасающиеся с этим результаты получены в аналогичных измерениях Маклина и Гиббонса [94], где сечение реакции ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ было рассчитано в предположении о существовании около порога широкого 2^- -резонанса с $\Gamma_p = \Gamma_n$, $E_p = 1,97$ МэВ и $\gamma_n^2/\gamma_p^2 = 5,2 \pm 0,3$.

Анализ данных, проведенный в работе [1] с использованием простой одноуровневой формулы БВ (5), дал неплохую подгонку, когда $\Gamma_n = \Gamma_p$ при $E_n = 72,8$ кэВ и $\gamma_n^2/\gamma_p^2 \approx 3$ для уровня 2^- ${}^8\text{Be}$ с $E_x = 18,91$ МэВ. Если следовать Баркеру [115], эта величина отношения приведенных ширин соответствует примерно 7% примеси изоспина $T = 1$ в состоянии 2^- ${}^8\text{Be}$, $E_x = 18,91$ МэВ. Это примерно половина смешивания изоспина, найденного Баркером, и вдвое больше величины, рассчитанной Арнольдом и др. [116]. Ясно, что результаты анализа по простой формуле БВ должны рассматриваться как весьма приблизительные. Поэтому в работе [1] был выпол-

нен и более точный зарядово-симметричный многоуровневый многоканальный R -матричный анализ данных для реакций ${}^7\text{Li}(p, p){}^7\text{Li}$, ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ и ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, ведущих к составному ядру ${}^8\text{Be}$, который демонстрирует, что данные можно описать и с $\gamma_n^2/\gamma_p^2 = 1$, если присутствуют уровни с обоими ($T = 1$ и $T = 0$) изоспинами. Это похоже на выводы Баркера, за исключением того, что он не фиксировал амплитуды приведенных ширин как зарядово-симметричные. Исходя из того, что 2^- -аномалия описывается R -матричной теорией, Баркер доказывал, что утверждение Арнольда и др. о том, что это не резонанс в обычном смысле, не обоснованно. На самом деле, оба утверждения совместимы, так как R -матричная теория пригодна для описания почти всех типов сингулярностей S -матрицы, а не ограничивается только полюсами БВ [1]. Многие явные противоречия в природе аномалии объясняются полюсом S -матрицы с учетом того, что он лежит на нефизическом листе, удаленном от физического листа поверхности E , и поэтому не подчиняется обычным унитарным соотношениям между его смещением от вещественной оси энергии и величиной его вычета. Вещественная часть энергии полюса соответствует энергии возбуждения $E_x = 18,91$ МэВ в ${}^8\text{Be}$, как ожидалось. Мнимая часть энергии полюса дает полную ширину распада $\Gamma = 122$ кэВ, которая согласуется качественно с малой величиной, полученной Арнольдом и др., и количественно с шириной $\Gamma = (150 \pm 50)$ кэВ, наблюдавшейся в реакции ${}^7\text{Li}(p, \gamma){}^8\text{Be}$ [117]. С другой стороны, вычет полюса, который не рассматривался Арнольдом и др., дает парциальную протонную ширину, лежащую в диапазоне ($50 \leq \Gamma_p \leq 1500$ кэВ) [114], и служит указанием на широкую структуру аномалии, наблюдаемую в ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ и ее обратной реакциях. В этой двухканальной проблеме полюса, соответствующие резонансам, могут встречаться на любом из трех нефизических листов. Авторы [1], используя полученные ими параметры R -матрицы и процедуры работы [118], изучили полюса S -матрицы вблизи $n + {}^7\text{Be}$ -порога на всех трех нефизических листах. Полюс был найден при энергии E_0 как раз ниже порога на нефизическом листе, где момент k_p имеет положительную мнимую часть, а k_n — отрицательную, (т.е. виртуальный полюс в канале $n + {}^7\text{Be}$), и, как ожидают, он ответствен за пик в упругом рассеянии. Получены следующие параметры $J^\pi = 2^-$ -резонанса: $E_r = 1636,5$ кэВ; $\Gamma = 121,8$ кэВ; $\Gamma_p = 1407,7$ кэВ; $\Gamma_n = 222,9$ кэВ и $s = 13,39$. Здесь энергия E_r дана в с.ц.м. относительно $p + {}^7\text{Li}$ -порога. Заметим, что вычеты полюсов S -матрицы подразумевают соотношение $\sum_c \Gamma_c = s\Gamma$ между парциальными ширинами Γ_c и полной шириной $\Gamma = -2 \text{Im}(E_0)$, в котором s — «сила» резонанса — не обязательно равна 1, как для полюса БВ. Примесь изоспина $T = 1$ в резонансе $J^\pi = 2^-$ составляет при этом 24 %.

${}^{10}\text{B}(n, \alpha){}^7\text{Li}$. В области энергии нейтронов примерно до 1 МэВ энергетическая зависимость сечения имеет плавный, близкий к $1/v$ ход с большим

тепловым сечением (см. табл. 1). При тепловой энергии в 6,3 % случаев составное ядро ^{11}B распадается в основное состояние ^7Li (α_0 -переход) и в 93,7 % случаев заселяется состояние $^7\text{Li}^*$ (0,478 МэВ) (α_1 -переход) ($\alpha_0/\alpha_1 = (6,723 \pm 0,011) \%$ [80]). В связи с широким использованием этой реакции в нейтронной физике как стандарта, а также с тем, что она представляет интерес для экспериментов по несохранению четности, требуется детальное понимание этой реакции и знание уровней системы ^{11}B . При захвате s -нейтронов возбуждаются состояния ^{11}B с $J^\pi = 5/2^+$ и $J^\pi = 7/2^+$. Схема уровней системы ^{11}B [80] включает несколько таких уровней с ширинами $\Gamma \sim 100\text{--}200$ кэВ в пределах 1 МэВ выше и ниже порога ($B_n = 11,4542$ МэВ). В ней присутствует и близкий к порогу уровень при $E_x = 11,44$ МэВ с $\Gamma = 103$ кэВ, но, к сожалению, с неизвестным спином, проявившийся в реакциях $^7\text{Li}(\alpha, \alpha)^7\text{Li}$ и $^9\text{Be}(^3\text{He}, p)^{11}\text{B}$. Из поляризационного измерения реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha_1\gamma)^7\text{Li}$ [119], в котором был определен коэффициент смешивания спинов $\alpha_f = \Gamma^+/\Gamma$, следует, что захват тепловых нейтронов ядром ^{10}B , ведущий к переходу на первое возбужденное состояние ^7Li , почти полностью идет через спиновое состояние $J^\pi = 7/2^+$ ядра ^{11}B . Это не относится к реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$, напротив, из R -матричного анализа [120] следует, что для (n, α_0) -реакции этот коэффициент α_f должен быть близок к нулю. Таким образом, можно полагать, что разные конечные состояния в реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$ при энергии E_n , близкой к порогу, связаны с разными состояниями ядра ^{11}B : α_1 -переход — с $J^\pi = 7/2^+$, α_0 — с $J^\pi = 5/2^+$.

$^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ ($B_n = 10,8333$ МэВ, $B_p = 10,2074$ МэВ). ^{14}N относится к тому очень небольшому кругу ядер (вместе с ^3He и ^{35}Cl), для которых ранее была измерена реакция (n, p) . На рис. 7 показаны данные по приведенному сечению реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ в области энергии нейтронов от тепловых до 100 кэВ. Сплошные символы показывают прямые измерения этой реакции [121, 14–16, 19], открытые символы представляют данные, полученные методом детального баланса из обратной реакции $^{14}\text{C}(p, n)^{14}\text{N}$, измеренной Сандерсом [122] и Гиббонсом и Макклином [94]. Сечение реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ до энергии несколько кэВ почти точно следует закону $1/v$. Тепловое сечение (табл. 1) вполне может быть грубо объяснено вкладом ближайших известных s -резонансов [77, 123] при $E_n(E_p) = 0,639$ МэВ (1,3188 МэВ); 0,837 МэВ (1,509 МэВ) и $J^\pi = 1/2^+$ без учета интерференции между уровнями.

Помимо реакции (n, p) при $E_n > 1$ МэВ проявляется слабоэнергетическая ($Q \approx -0,159$ МэВ) реакция $^{14}\text{N}(n, \alpha)^{11}\text{B}$ с α_0 , α_1 , α_i -переходами, соответственно, на основное ($I^\pi = 3/2^-$), первое возбужденное ($I^\pi = 1/2^-$, $E_x = 2,1247$ МэВ), второе возбужденное ($I^\pi = 5/2^-$, $E_x = 4,4451$ МэВ) и т. д. состояния ^{11}B . Здесь, по-видимому, впервые, проявилось отчетливое разделение резонансов, соответствующих распаду одного и того же компаунд-ядра: один резонанс отвечает преимущественно реакции (n, p) , а другой — реакции (n, α) (резонансы при $E_n = 1,4$ и $1,8$ МэВ [124]). Эти данные легко

понять, если учесть момент количества движения и четности уровней (3), (4). Подробнее мы остановимся на этом ниже на примере ^{36}Cl .

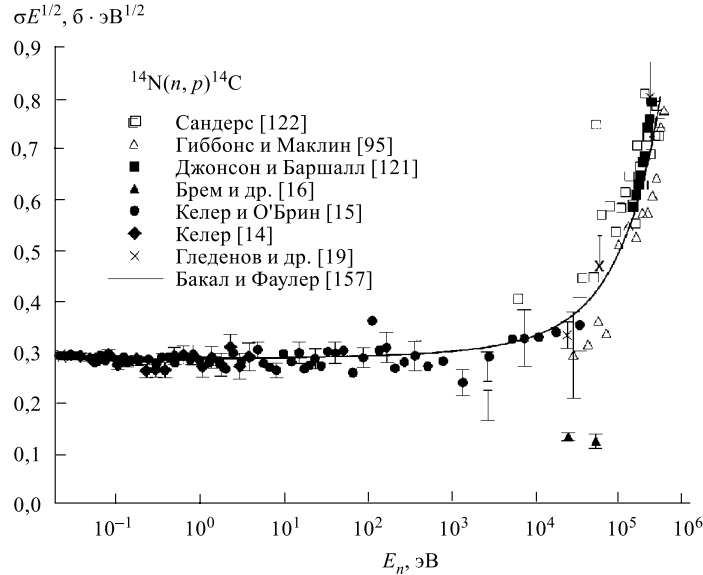


Рис. 7. Приведенное сечение реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$: \square, \triangle — инверсия, остальные значки — прямые измерения

$^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ ($B_n = 8,0443$ МэВ, $B_\alpha = 6,2270$ МэВ). Сечение реакции, полученное в прямом измерении Келера и Графа [2], приведено для диапазона энергии нейтронов от тепловых до 100 кэВ на рис. 8, а от 30 кэВ до 1 МэВ — на рис. 8, б. Видно, что ниже 10 эВ сечение очень близко следует зависимости $1/v$, а выше определяется резонансами при $E_n = 3; 130$ и 250 кэВ. На рис. 8, б приведены также данные Сандерса [122], измеренные в обратной реакции и пересчитанные здесь по методу детального баланса. Очень трудно получить такие данные ниже резонанса при $E_\alpha = 2,553$ МэВ (соответствующего резонансу при $E_n = 176$ кэВ), поэтому невозможно выяснить, соответствует ли пик около $E_n = 3$ кэВ какому-либо резонансу в обратной реакции. Оценка Сандерса толщины мишеней составляет 20 кэВ при $E_\alpha = 1,16$ МэВ и неопределенность нормировки — около 60%. Лучшее согласие получено для пиков, отвечающих резонансам при $E_n = 250; 800$ и 900 кэВ, хотя имеется значительное расхождение (причем в разные стороны) в положении резонансов при $E_n = 130$ и 250 кэВ.

Энергетическое разрешение не позволило получить в работе [2] полную информацию о структуре уровней при $E_n > 100$ кэВ, поэтому рассмотрение там ограничено, в основном, областью ниже 100 кэВ. Тем не менее имеется

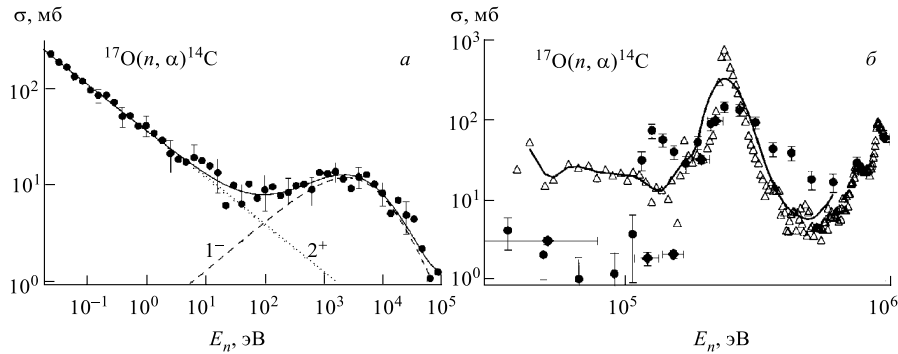


Рис. 8. Сечение реакции $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$: а) от 0,025 эВ до 100 кэВ; ● — данные [2], сплошная кривая — результат двухуровневой подгонки. Пунктирная и штриховая кривые показывают отдельный вклад в эту подгонку от 2^+ - и 1^- -резонансов соответственно; б) от 30 кэВ до 1 МэВ; ● — данные [2]; ◆ — [3]; △ — из обратной реакции [122]; сплошная кривая — усредненные [122] по разрешению [2]

(рис. 8, б) пик при $E_n \approx 130$ кэВ, тогда как нет уровня в ^{18}O [125], соответствующего резонансу при этой энергии. Не наблюдался этот резонанс и в реакции $^{14}\text{C}(\alpha, n)^{17}\text{O}$ [122, 126]. Пик в данных [2] находится примерно посередине между известными 5^- - и 2^+ -резонансами (см. ниже), оба из которых вследствие своих малых ширин не могли наблюдаться в этом измерении. Ниже 100 кэВ сечение определяется $1/v$ -компонентой и резонансом вблизи 3 кэВ. Уровня в ^{18}O , соответствующего энергии нейтрона около 3 кэВ, не имеется. Ближайший известный резонанс [126] с $J^\pi = 1^-$, $\Gamma_{\text{с.м.}} < 2,5$ кэВ и $\Gamma_\gamma = (1,07 \pm 0,22)$ эВ расположен на (5 ± 2) кэВ ниже нейтронного порога. Данные ниже 100 кэВ [2] хорошо описываются комбинацией $1/v$ -компоненты от (неопределенного) s -волнового 2^+ -резонанса и подпорогового p -волнового резонанса с параметрами, совместимыми с вышеуказанным резонансом 1^- . Хотя резонанс лежит ниже порога, повышение проницаемости p -волны сочетается с уменьшением сечения на хвосте резонанса таким образом, что образуется пик около 3 кэВ. Более того, рассчитанный пик не является симметричным и имеет более крутой спад с высокоэнергетической стороны пика, как и на экспериментальной кривой. Данные хорошо описываются простой формулой БВ (5).

Сплошная кривая на рис. 8, а представляет сумму $1/v$ -компоненты, нормированной на тепловое сечение, и 1^- -резонанса с параметрами $E_0 = -7$ кэВ; $\Gamma_\alpha = 2300$ эВ; $\Gamma_\gamma = 0,9$ эВ и $\Gamma_n^0 = 98$ эВ. Пунктирная кривая и линия из точек на рис. 8, а показывают отдельный вклад 1^- - и 2^+ -компонент. Авторам [2] не удалось получить удовлетворительную подгонку данных ни в предположении нового s -волнового 2^+ -резонанса при $E_0 = 3$ кэВ, ни ком-

бинацией $1/v$ -компоненты и p -волнового резонанса при $E_0 \approx 3$ кэВ при условии нахождения парциальных ширин в рамках вигнеровского предела. Источник $1/v$ -компоненты в сечении при малой энергии остается не выясненным. Ближайший известный [126] s -волновый резонанс это 2^+ уровень при $E_n = 179$ кэВ с $\Gamma_{\text{с.м.}} = (1,0 \pm 0,8)$ кэВ; $\Gamma \approx \Gamma_\alpha \ll \Gamma_n$ ([127]) и $\Gamma_\gamma = (0,41 \pm 0,09)$ эВ. Эти параметры ограничивают вклад его в тепловое сечение на уровне меньше 7 мб, тогда как измеренное сечение (см. табл. 1) составляет 235 мб. Не имеется и других 2^+ -уровней выше нейтронного порога, которые могли бы дать заметный вклад в тепловое сечение. Ниже порога известно три 2^+ -уровня, все с довольно большим нейтронным или α -частичным спектроскопическими факторами, измеренными в $^{17}\text{O}(d, p)^{18}\text{O}$ и $^{14}\text{C}(^6\text{Li}, d)^{18}\text{O}$ -реакциях [125]. Возможно, один или несколько из этих уровней ответственны за тепловое сечение реакции $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ и его $1/v$ -ход. Тем не менее α -частичные спектроскопические факторы имеют большую погрешность, а нейтронные спектроскопические факторы вообще не определены для подпороговых уровней.

$^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$, $^{22}\text{Na}(n, \alpha)^{19}\text{F}$. Относительно короткоживущий изотоп ^{22}Na (табл. 1) был первым из ряда радиоактивных ядер, на которых в последние годы были выполнены измерения в области резонансных нейтронов. Исследуя реакцию $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ с тепловыми нейтронами, Эхальт и др. [128] обнаружили сильный протонный переход p_1 на первое возбужденное состояние дочернего ядра ^{22}Ne с сечением (40 ± 20) кб, для объяснения которого было сделано предположение о наличии резонанса при энергии на (4 ± 4) кэВ ниже энергии связи нейтрона в составном ядре ^{23}Na ($B_n = 12,419$ МэВ). Позднее Квитек и др. [83] уточнили значение теплового сечения $\sigma_{np}^{\text{th}} = (30,6 \pm 2,6)$ кб, также был найден слабый протонный переход p_0 в основное состояние ^{22}Ne с отношением интенсивностей $p_0/p_1 = (7,4 \pm 0,2) \cdot 10^{-3}$. В этой же работе в измерении на скандиевом фильтре была получена верхняя оценка сечения $\sigma_{np} < 11$ б при $E_n = 2$ кэВ. Это позволило авторам [83] прийти к выводу, что резонанс, ответственный за большое тепловое сечение, должен быть расположен ниже 1 кэВ по энергии нейтронов. Анализ этих данных показал [27], что такое большое сечение можно описать, если предположить существование резонанса при $E_n = 4,25$ эВ с параметрами $\Gamma_n = 0,4$ эВ, $\Gamma_a = 1$ эВ ($\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_a$) и $g = 1/2$. Одновременно была представлена работа Гледенова и др. [129] (см. также [21]) с измерениями реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ в области E_n до 1 кэВ, в которой был обнаружен резонанс с параметрами $E_0 = 145$ эВ, $\Gamma_n^0 = 3,2$ эВ, $\Gamma_{p_1} = 114$ эВ, $J^\pi = 7/2^+$, определяющий сечение этой реакции при тепловой энергии нейтронов. Однако при сопоставлении этого резонанса с состояниями, возбуждаемыми в реакциях $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ [130, 131] и $^{22}\text{Ne}(p, p_1\gamma)^{22}\text{Ne}$ [131] в том же диапазоне энергии возбуждения составного ядра $^{23}\text{Na}^*$ ($B_\alpha = 10,468$ МэВ, $B_p = 8,795$ МэВ), получается ряд рас-

хождений в соотношениях параметров уровней (см. ниже, а также табл. 2). Работа Келера и О'Брина [4], в которой измерены тепловые сечения реакций $^{22}\text{Na}(n, p_0)$, (n, p_1) , (n, α_0) , (n, α_1) и (n, α_2) , а также p_0 - и p_1 -сечения от тепловой энергии до 420 эВ и 35 кэВ соответственно, позволила существенно продвинуться в понимании ситуации в области около нейтронного порога.

Таблица 2. Сравнение параметров резонансов компаунд-ядра ^{23}Na , полученных в различных измерениях

E_n , кэВ	J^π	E_p , МэВ	E_α , МэВ	E_x , МэВ	Ширины или от- ношения ширин	Реакция	Ссылки
0,178	$7/2^+$			12,419	$\Gamma_n^0 = 2,7$ эВ $\Gamma_{p1} = 148$ эВ $\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} \ll 8,5 \cdot 10^{-3}$ $\Gamma_{\alpha0}/\Gamma_{p1} \ll 1,3 \cdot 10^{-3}$	$^{22}\text{Na}(n, p)$ $^{22}\text{Na}(n, \alpha)$	[4]
0,145	$7/2^+$			12,419	$\Gamma_n^0 = 2,8$ эВ $\Gamma_{p1} = 114$ эВ $\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} = 6 \cdot 10^{-3}$ $\Gamma_{\alpha0}/\Gamma_{p1} \ll 1$	$^{22}\text{Na}(n, p)$	[21]
< 1	$7/2^+$				$\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} = 7,4 \cdot 10^{-3}$ $\Gamma_\alpha/\Gamma_p < 2 \cdot 10^{-3}$	$^{22}\text{Na}(n, p)$	[83]
	$5/2^+$				$\Gamma_{\alpha0}/\Gamma_{p1} = (1 \pm 1,5) \cdot 10^{-3}$	$^{22}\text{Na}(n, p)$	[128]
	$5/2^+$				$\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} < 1,0$ $\Gamma_{\alpha0}/\Gamma_{p0} = 0,15$	$^{22}\text{Na}(n, p)$ $^{22}\text{Na}(n, \alpha)$	[4]
-10		3,778		12,409	$\Gamma = (1,4 \pm 0,3)$ кэВ $\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} > 1,6 \cdot 10^{-3}$	$^{22}\text{Ne}(n, p_1\gamma)$	[131]
0		3,789		12,419	$\Gamma = (2,8 \pm 0,3)$ кэВ	$^{22}\text{Ne}(n, p_1\gamma)$	[131]
-12			$2,347 \pm 0,5$	12,407	$\Gamma = (2,2 \pm 0,2)$ кэВ $\Gamma_{\alpha0}/\Gamma_{p0} = 0,2$	$^{19}\text{F}(\alpha, p_0)$	[131]
-7			$2,353 \pm 0,5$	12,412	$\Gamma = (4,2 \pm 0,2)$ кэВ	$^{19}\text{F}(\alpha, p_1)$	[131]
-6,4			$2,354 \pm 4$		$\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} = 0,31$	$^{19}\text{F}(\alpha, p_0)$	[130]
-1,4			$2,360 \pm 4$		$\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} < 0,03$ $\Gamma < 6$ кэВ	$^{19}\text{F}(\alpha, p_0)$	[130]

Данные [4], как видно из рис. 9, согласуются с пределом $\sigma_{p1} < 11$ б при $E_n = 2$ кэВ [83] и результатами работы [21]. Оба набора данных показывают, что p_1 -сечение определяется одним резонансом при $E_n \approx 170$ эВ. Штриховая кривая на рис. 9 является результатом подгонки p_1 -данных с использованием одноуровневой формулы БВ (5). Полагая $J^\pi = 7/2^+$ для этого резонанса,

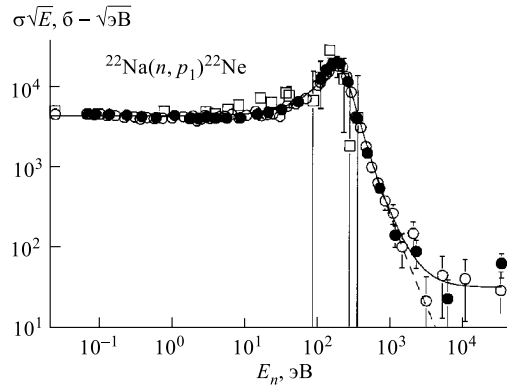


Рис. 9. Приведенное сечение реакции $^{22}\text{Na}(n, p_1)^{22}\text{Ne}^*$ в зависимости от энергии нейтронов: \circ , \bullet — результаты [4], \square — [21]; штриховая кривая — результат подгонки данных [4] к одиночному $7/2^+$ -резонансу; сплошная — результат подгонки данных [4] к сумме $7/2^+$ -резонанса и неинтерферирующего резонанса с $1/v$ -зависимостью сечения

авторы [4] получили $E_0 = 178$ эВ, $\Gamma_n^0 = 2,7$ эВ, $\Gamma_{p1} = 148$ эВ. Штриховая линия на рис. 10 показывает ожидаемый вклад в сечение p_0 от этого резонанса, если он определяет p_0 -сечение. Видно, что этот резонанс дает очень малый вклад в p_0 -сечение. Как отмечено выше, при анализе p_1 -резонанса было использовано значение $J^\pi = 7/2^+$, хотя s -нейтроны при взаимодействии с ^{22}Na ($I^\pi = 3^+$) могут возбудить как $7/2^-$, так и $5/2^+$ -уровень ^{23}Na . Дело в том, что резонанс, описывающий p_1 -сечение, дает малый вклад в канал p_0 , следовательно, его ширина в этом канале очень мала. Отношение же проницаемостей потенциального барьера ядра для протонов при распаде уровня $5/2^+$ в ^{23}Na на основное и первое возбужденное состояния ^{22}Ne составляет $P_{p0}(l=2)/P_{p1}(l=0) = 0,4$, тогда как для уровня $7/2^+$ отношение $P_{p0}(l=4)/P_{p1}(l=2) = 0,04$.

Аналогичные соображения позволяют заключить, что за p_0 -сечение ответствен резонанс $5/2^+$. Этот же самый уровень может быть ответствен за p_1 -сечение при энергии $E_n > 1$ кэВ, где уровень $7/2^+$ уже не дает хорошего описания p_1 -данных. Сплошная кривая на рис. 10 — результат подгонки p_0 -сечения, точно отвечающий закону $1/v$, а сплошная кривая на рис. 9 — результат подгонки p_1 -сечения суммой $7/2^+$ -резонанса, обсужденного выше, и неинтерферирующего $5/2^+$ -резонанса с вкладом $1/v$. Полагая существование одного широкого $5/2^+$ -уровня в ^{23}Na , отвечающего за эти $1/v$ -вклады в p_0 - и p_1 -сечения, авторы [4] получили для него отношение парциальных ширин $\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} = 1,0$. Об этом резонансе можно сказать только то, что он довольно широкий и расположен, скорее всего, ниже порога.

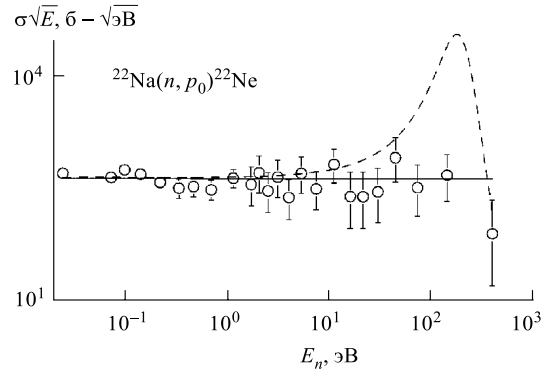


Рис. 10. Приведенное сечение реакции $^{22}\text{Na}(n, p_0)^{22}\text{Ne}$: кружки — результат измерений [4]; штриховая кривая — ожидаемое сечение, если резонанс при 170 эВ в (n, p_1) -данных ответствен за (n, p_0) -тепловое сечение; сплошная кривая — из подгонки к строгой $1/v$ -зависимости

Данные работы [4] указывают, что для объяснения $^{22}\text{Na}(n, p_0)$ и (n, p_1) -сечений необходимо существование, по крайней мере, двух уровней ^{23}Na , лежащих вблизи нейтронного порога. Параметры, полученные как в этой работе, так и в предшествующих измерениях, приведены в табл. 2. Три параметра — E_0 , Γ_n^0 и Γ_{p1} , полученные в [4] из подгонки p_1 -данных к $7/2^+$ -резонансу, находятся в хорошем согласии с приведенными в работе [21]. Из рассмотрения проницаемостей можно заключить, что величина $J^\pi = 7/2^+$ является предпочтительнее для p_1 -резонанса, а p_0 -резонанс, вероятно, имеет спин $5/2^+$. Результаты расчетов по кластерной модели [83] поддерживают эти заключения: они показывают, что для $J^\pi = 5/2^+$ отношение средних парциальных ширин $\langle \Gamma_{p0} \rangle / \langle \Gamma_{p1} \rangle = 0,4$, тогда как для $J^\pi = 7/2^+$ $\langle \Gamma_{p0} \rangle / \langle \Gamma_{p1} \rangle < 1,3 \cdot 10^{-3}$. Тем не менее вывод, сделанный в [83], о том, что $7/2^+$ p_1 -резонанс наблюдался в измерениях реакции $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ [130], не поддержан измерениями как [4], так и [21], выполненными на резонансных нейтронах. Из-за того, что измерения p_0 -сечения раньше были выполнены только при тепловой энергии, в работах [83] и [21] было принято, что тот же самый резонанс наблюдается в p_0 - и p_1 -каналах, т. е. $J^\pi = 7/2^+$ -резонанс с $\Gamma_{p0} \ll \Gamma_{p1}$. Следовательно, при сравнении своих результатов по реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ с данными по реакции $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ [130] авторы [128, 83, 21] ожидали вблизи порога обнаружить резонанс с $\Gamma_{p0} \ll \Gamma_{p1}$. Такой резонанс, имеющий $\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} < 0,03$, существует в данных [130] при энергии $E = (-1,4 \pm 4)$ кэВ от нейтронного порога. Тем не менее, как отмечалось в работе [21], соотношение параметров этого резонанса ($E_\alpha = 2360$ кэВ) из работы [130] $\Gamma_\alpha \approx \Gamma_{p1}$, тогда как в [128, 83, 21] получено, что $\Gamma_\alpha \ll \Gamma_{p1}$. Кроме того, в [128] рассчитано, что параметры этого резонанса из [130] при-

водят к ширине, превышающей предел Вигнера, если допустить $J^\pi = 7/2^+$, в то же время при допущении $J^\pi = 5/2^+$ ширина будет ниже этого предела. Более того, p_1 -резонанс, обнаруженный в работах [21, 4], является слишком узким, чтобы проявиться в измерениях реакции $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ [130, 131].

Более вероятно, что в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$ наблюдается резонанс $5/2^+$, который доминирует в $^{22}\text{Na}(n, p_0)^{22}\text{Ne}$. Действительно, резонанс, найденный в работе [130] при $E = (-6,4 \pm 4)$ кэВ ниже нейтронного порога, имеет $\Gamma_{p0}/\Gamma_{p1} = 0,3$. Этот же резонанс, по-видимому, наблюдали в работе [131], хотя энергия резонанса не согласуется в пределах приведенных экспериментальных ошибок с данными [130]. Скорее всего, резонанс при $E_\alpha = (2354 \pm 4)$ кэВ [130] соответствует резонансу при $E_\alpha = (2347 \pm 0,5)$ кэВ, а не при $E_\alpha = (2353 \pm 0,5)$ кэВ [131], последний же соответствует резонансу $E_\alpha = (2360 \pm 4)$ кэВ [130]. Видимо, имеется сдвиг в энергетической калибровке около 7 кэВ в этих двух экспериментах. Считая, согласно [131], что резонанс при $E_\alpha = 2347$ кэВ является резонансом в p_0 -канале, то есть приведенное в этой работе отношение $\Gamma_\alpha/\Gamma_{p1} = 0,2$ относится не к p_1 -, а к p_0 -каналу, и сравнивая его с отношением $\Gamma_{\alpha0}/\Gamma_{p0} = 0,15$, полученным на тепловых нейтронах [4], можно вполне допустить, что это как раз тот резонанс в реакции $^{19}\text{F}(\alpha, p)^{22}\text{Ne}$, который виден в измерениях реакций $^{22}\text{Na}(n, p_0)$ и $^{22}\text{Na}(n, \alpha_0)$.

Совсем недавно вышла работа [132], в которой исследованы реакции $^{19}\text{F}(\alpha, n)^{22}\text{Na}$ и $^{22}\text{Ne}(p, n)^{22}\text{Na}$. Принцип детального баланса был использован для получения сечений реакций $^{22}\text{Na}(n, \alpha_0)^{19}\text{F}$ и $^{22}\text{Na}(n, p_0)^{22}\text{Ne}$ в диапазонах энергий $0,26 \leq E_n \leq 640$ и $1,9 \leq E_n \leq 600$ кэВ соответственно. К сожалению, в работе [4] измерение сечения реакции $^{22}\text{Na}(n, p_0)^{22}\text{Ne}$ ограничено энергией 420 эВ и исследованные области не перекрываются, а сечение реакции $^{22}\text{Na}(n, p_1)^{22}\text{Ne}$ нельзя получить из измерений обратной реакции.

$^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$, $^{26}\text{Al}(n, \alpha)^{23}\text{Na}$. Так как ^{26}Al радиоактивен и не существует в природе в значительном количестве (табл. 1), до недавнего времени не имелось экспериментальных данных по этим реакциям. Для очень интересных для астрофизики оценок использовались расчеты по статистической теории [133]. Первые данные по реакциям $^{26}\text{Al}(n, p_0)$ и $^{26}\text{Al}(n, \alpha_0)$ были получены методом детального баланса из измерений обратных реакций [134, 135], и они сильно отличались от теоретических предсказаний [133]. В работах [134, 135] на основе знаний спинов уровней предполагалось, что реакция $^{26}\text{Al}(n, p_1)$, которая не измерялась через обратную реакцию, должна иметь намного большее сечение, чем реакция $^{26}\text{Al}(n, p_0)$. Действительно, захват ядрами ^{26}Al ($I^\pi = 5^+$) медленных нейтронов приводит к возбуждению уровней выше $B_n = 13,058$ МэВ, имеющих также высокий спин, плотность которых не должна быть большой. Поэтому правомерен вопрос о законности использования статистической теории при $E_n \approx 30$ кэВ. Переходы в основное 0^+ -состояние ^{26}Mg должны быть сильно подавлены высоким цен-

требующим барьером, переходы же в первое возбужденное состояние ^{26}Mg ($I^\pi = 2^+$, $E_x = 1,81$ МэВ) должны превалировать.

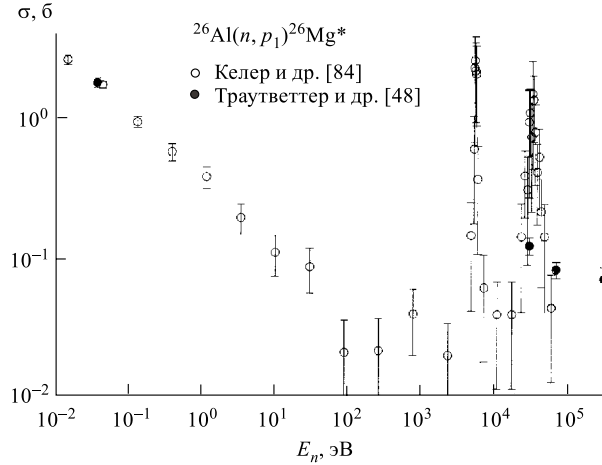


Рис. 11. Сечение реакции $^{26}\text{Al}(n, p_1)^{26}\text{Mg}$

Первое прямое измерение реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ было выполнено Траутветтером и др. [48]. Для тепловых нейтронов по данным этой работы $\sigma(n, p_1)/\sigma(n, p_0) \approx 100$ (см. табл. 1) и ~ 3 при $E_n = 300$ кэВ. Первые два резонанса в реакции $^{26}\text{Al}(n, p_1)^{26}\text{Mg}^*$ ($E_0 = 5,578$ кэВ; $\Gamma = (240 \pm 200)$ эВ; $\omega\gamma = (2,03 \pm 0,51)$ эВ и $E_0 = 33,70$ кэВ; $\Gamma = (8200 \pm 3000)$ эВ; $\omega\gamma = (128 \pm 22)$ эВ), а также совпадающий с нижним из них резонанс с $\omega\gamma = (6,6 \pm 1,7)$ эВ в реакции $^{26}\text{Al}(n, \alpha_0)^{23}\text{Na}$ были обнаружены недавно в работе Келера и др. [84] (рис. 11, 12). Здесь $\omega\gamma = g_J\Gamma_n\Gamma_p/\Gamma$ или $g_J\Gamma_n\Gamma_\alpha/\Gamma$. Измерения первой реакции были выполнены в диапазоне E_n от тепловых до 70 кэВ, второй, из-за худших фоновых условий в эксперименте, только до 10 кэВ. В работе были сделаны попытки описать сечения в измеренном диапазоне энергии, используя только эти два неинтерферирующих БВ-резонанса. Изучение ограничивалось только s -волновыми ($J^\pi = 9/2^+$, $11/2^+$) и p -волновыми (J^π от $7/2^-$ до $13/2^-$) нейтронными резонансами. Оказалось, что невозможно описать одновременно тепловые сечения и резонансы. В частности, подгонка пиков с использованием s -резонансов, приводит к большим тепловым сечениям. Следовательно, s -волновой набор надо исключить, если только не имеется существенной деструктивной интерференции [22] между этими (или другими вне измеренного диапазона) резонансами.

К сожалению, не имеется информации о других уровнях компаунд-ядра ^{27}Al при такой высокой энергии возбуждения [136]. Поэтому авторы [84] выполнили фитирование данных, полагая эти два резонанса p -волновыми и доба-

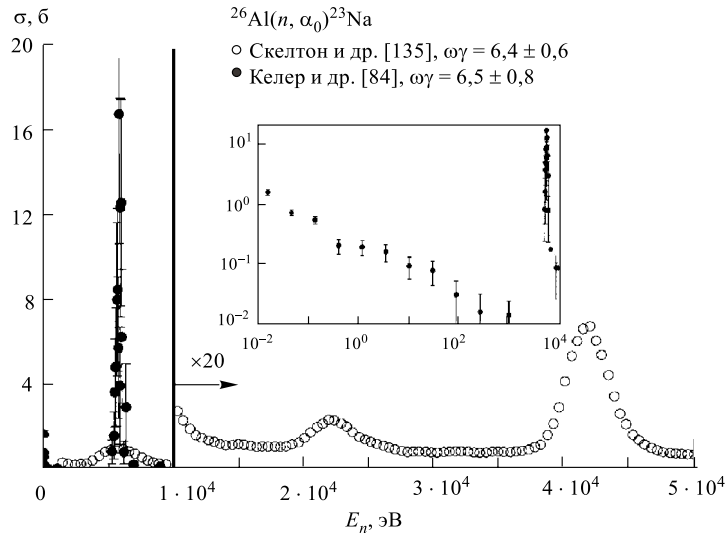


Рис. 12. Сечение реакции $^{26}\text{Al}(n, \alpha_0)^{23}\text{Na}$. На вставке — данные [84] до 10 кэВ в логарифмическом масштабе

влия $1/v$ -компоненту от s -резонанса, лежащего вне измеренного диапазона, который воспроизводит тепловое сечение. Результаты подгонки, выполненные при таких допущениях, показаны на рис. 11 и 12, полученные параметры резонансов приведены в начале этого раздела.

$^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ ($B_n = 11,417$ МэВ). Очампо и др. выполнили измерение этой реакции на ускорителе Ван-де-Граафа [5]. Однако разрешение было недостаточным для разделения индивидуальных резонансов. Вагеманс и др. [6] измерили сечение реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ в диапазоне энергии нейтронов от тепловых до 1 МэВ и провели резонансный анализ до 400 кэВ (рис. 4). В результате получены значения Γ_α или величины $\omega\gamma = g_J\Gamma_n\Gamma_\alpha/\Gamma$ для 16 отдельных резонансов. Величина Γ_α получается из площади под резонансом на кривой сечения из выражения $A_\alpha = 2\pi^2\lambda^2g_J\Gamma_n\Gamma_\alpha/\Gamma$. Хорошее разрешение позволило получить для ряда резонансов α -ширины методом формы. Кроме того, для ядра ^{33}S имеются данные по полному сечению, полученные в эксперименте по пропусканию [137]. Совместный анализ позволил извлечь резонансные параметры для 25 уровней в диапазоне до 270 кэВ. В этих измерениях удается наблюдать только s -волновые ($J^\pi = 1^+, 2^+$) и p -волновые ($J^\pi = 0^-, 1^-, 2^-, 3^-$) резонансы, тогда как некоторые дополнительные резонансы, наблюдаемые Очампо и др. в (n, γ) -экспериментах [5], являются, по-видимому, d -резонансами, которые крайне трудно обнаружить в (n, α) и эксперименте по пропусканию. Хотя измерение реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)$ проводилось в работе [6] в диапазоне E_n от 0,02 эВ, ход сечения приведен

только начиная от 10 кэВ. По-видимому, ограниченные экспериментальные данные, обусловленные небольшим тепловым сечением реакции (табл. 1), позволяют сделать только калибровку первого резонанса по тепловому сечению. Сечение же около нейтронного порога вполне может определяться нижним s -резонансом с параметрами: $J^\pi = 2^+$, $E_0 = 13,45$ кэВ, $\Gamma_n = (75 \pm 1)$ эВ, $\Gamma_\alpha = (41 \pm 5)$ эВ, $g_J \Gamma_n \Gamma_\alpha / \Gamma = (16,4 \pm 1,1)$ эВ.

$^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ ($B_n = 8,5798$ МэВ). Первые результаты измерений на резонансных нейтронах были получены Поповым и Шапиро еще в 1961 г. [61]. Они выполнили их до энергии $E_n \sim 8$ кэВ на СВЗ с характерным для этого типа спектрометров плохим разрешением. Кроме того, эти данные были нормированы на тепловое сечение 190 мб, которое в 2,5 раза меньше принятого сейчас (см. табл. 1). Экспериментальное разрешение было существенно улучшено в эксперименте Гледенова и др. [138] на реакторе ИБР-30, в котором были измерены резонансы 398 и 4250 эВ с нормировкой по реакции $^6\text{Li}(n, t)^4\text{He}$.

Келер [2] провел измерения на LANSCE в диапазоне $E_n = 25$ мэВ \div 100 кэВ с нормировкой на $\sigma_{np}^{\text{th}} = (489 \pm 14)$ мб [77]. В этом же диапазоне энергий Драйтс и др. [85] провели два эксперимента с очень хорошим разрешением: 1,75 нс/м и 33 пс/м с нормировкой на собственное значение теплового сечения 440 мб. Отметим, что имеется очень большое расхождение величин измеренного теплового сечения (от 440 до 575 мб) в работах [85, 77, 86], тогда как приведенные экспериментальные погрешности составляют лишь несколько процентов. Анализ этой ситуации проведен в работе [139]. На рис. 13 сравниваются величины σ_{np}^{th} , полученные при различных толщинах мишеней ^{35}Cl в работах [85, 139]. Сечение $^{35}\text{Cl}(n, p)$ -реакции около порога определяется почти полностью подпороговым уровнем ^{36}Cl , а примерно с 10 эВ начинает сказываться влияние узкого p -резонанса при $E_n = 398$ эВ. Параметры этих двух уровней, полученные из $^{35}\text{Cl}(n, p)$ - и $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)$ -реакций, согласно атласу [77] с коррекцией по результатам работ [139, 2, 85], следующие: $E_0 = (-180 \pm 30)$ эВ, $J^\pi = 2^+$, $2g\Gamma_n^0 = 1,174$ эВ, $\Gamma_p = 6,15$ мэВ, $\Gamma_\gamma = (0,556 \pm 0,020)$ эВ и $E_0 = (398 \pm 1)$ эВ, $J^\pi = 2^-$, $2g\Gamma_n = (0,074 \pm 0,004)$ эВ, $\Gamma_p = (0,140 \pm 0,010)$ эВ, $\Gamma_\gamma = (0,46 \pm 0,09)$ эВ.

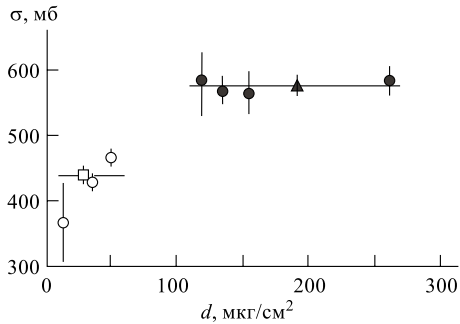


Рис. 13. Сечение реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ для тепловых нейтронов при различных значениях d толщины хлорных мишеней: \circ — данные [85]; \bullet — данные [139]; \square — взвешенное среднее по данным [85], \blacktriangle — взвешенное среднее по данным [139]

$^{36}\text{Cl}(n,p)^{36}\text{S}$, $^{36}\text{Cl}(n,\alpha)^{33}\text{P}$ ($B_n = 10,3114$ МэВ). Эти реакции представляются весьма интересными с точки зрения как методики их измерений, анализа данных, так и результатов. Поэтому рассмотрим их здесь несколько подробнее. До прямых измерений указанных выше реакций изучение возбужденных состояний ^{37}Cl проводилось с помощью реакций $^{37}\text{Cl}(p, p'\gamma)$, $^{37}\text{Cl}(n, n'\gamma)$, $^{40}\text{Ar}(p, \alpha)$, $^{34}\text{P}(\alpha, p\gamma)$ и др. (см., например, [136]). Но наиболее полные экспериментальные сведения о положениях высоковозбужденных уровней ^{37}Cl были получены при исследовании реакции радиационного захвата протона $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$ [140]. В этой работе получены наиболее точные положения уровней ($B_p = 8,3863$ МэВ), а также параметры $A_\gamma = (2J + 1)\Gamma_\gamma\Gamma_p/\Gamma$, представленные в табл. 3. Имеются три измерения

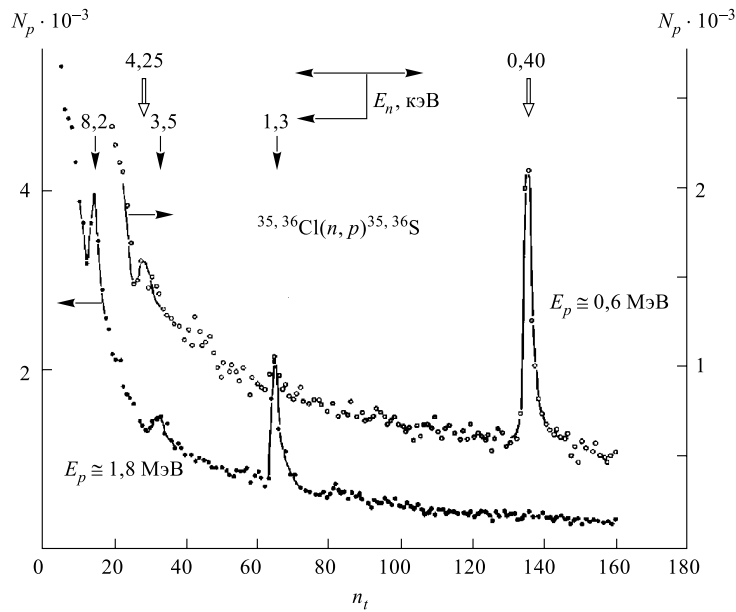


Рис. 14. Времяпролетный спектр выхода протонов из реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ [20]. Верхняя кривая — аналогичный спектр в окне протонов из реакции (n, p) на ^{35}Cl , который присутствовал как примесь в использованном образце

реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ [141, 142, 13] и одно — реакции $^{36}\text{Cl}(n, \alpha)^{33}\text{P}$ [142] при тепловой энергии. Так как протонный пик в измерениях [141] содержит большой вклад α -частиц из реакции $^{36}\text{Ar}(n, \alpha)^{33}\text{S}$ на рабочем газе в ИК, который не учитывался, следует принять согласующееся друг с другом значение из работ [142] и [13] (табл. 1).

Таблица 3. Параметры нейтронных резонансов ^{36}Cl

E_n , эВ		Γ , эВ	$\omega\gamma$, эВ		E_x , кэВ		E_p , кэВ	A_γ , эВ
[13]	[20]	[13]	[13]	[20]	[13, 20]	[140]	[140]	
						10308,4	1975,5	0,21
902,6 ± 1,3 1297,3 ± 1	1300 ± 100	3,1	$(6,30 \pm 0,82) \cdot 10^{-3}$ $(7,20 \pm 0,46) \cdot 10^{-2}$	$(7 \pm 1) \cdot 10^{-2}$	10312,3	} 10312,7	} 1979,9	} 1,1
3415 ± 40	3500 ± 300	280	$(9,6 \pm 1,8) \cdot 10^{-2}$	$(8 \pm 3) \cdot 10^{-2}$	10314,4	10314,8	1982,1	5,9
7613 ± 30 8076 ± 45	} 8200 ± 900	274 40	2,54 ± 0,24 0,95 ± 0,19	} 1,7 ± 0,3	} 10318,6	} 10318,6	} 1986,0	} 3,7
19940 ± 500		1140	0,110 ± 0,05					
33740 ± 500		2090	6,4 ± 1,05					
58310 ± 700		5213	61,6 ± 6,69					

Первое измерение на резонансных нейтронах выполнено Гледеновым и др. [20]. В этой работе получены величины параметра «силы» $\omega\gamma$ для трех резонансов в области $E_n = 1,3 \div 8$ кэВ (табл. 3). Анализ многомерных данных позволил получить в одном измерении (рис. 14) времяпролетные спектры выхода протонов из реакции (n, p) как на ^{36}Cl , так и на ^{35}Cl , содержащемся также в образце. Проведенные тогда же измерения пропускания с использованием образца с малым содержанием ^{36}Cl не дали результата, хотя дали намек на наличие резонанса в области $E_n \approx 900$ эВ [143], который не проявился в измерении [20].

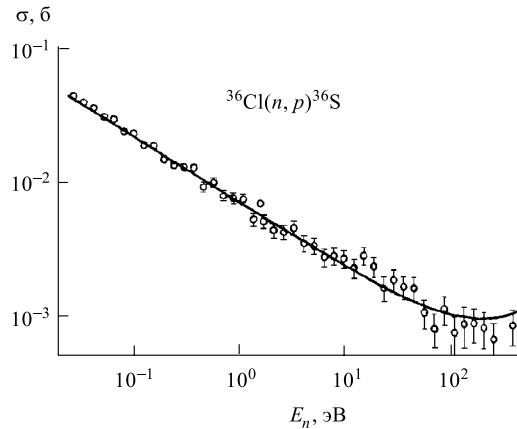


Рис. 15. Сечение реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ в диапазоне от тепловой энергии до 500 эВ: кружки — данные Келера и др. [13] с указанием одного стандартного отклонения статистических погрешностей; кривая — результат многоуровневой подгонки

Измерение реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ в диапазоне от 25 мэВ до 800 кэВ проведено Келером и др. [13], которые наблюдали до $E_n \approx 70$ кэВ, где еще разрешаются отдельные резонансы, 8 резонансов (табл. 3, рис. 15, 16). Среди них имеется и резонанс при $E_n = 902,6$ эВ. Так как пики от p - и α -частиц из реакций (n, p) и (n, α) не разрешались полностью в этом измерении с одиночным ПД, то оказалось, что трудно разделить их относительные вклады для этих резонансов. Это было сделано для двух нижних резонансов в дополнительном измерении с ИК с двумя сетками, которое показало, что $(n, \alpha)/(n, p) = 3,0$ для резонанса при $E_n = 902,6$ эВ, а совсем близкий соседний резонанс при $E_n = 1297,3$ эВ распадается только по протонному каналу (рис. 17). Аналогичные выводы сделаны недавно в работе Бибера и др. [144], в которой получено, что вклад от α -частиц в резонансе 932 эВ составляет около 63%, тогда как для остальных резонансов — только несколько процентов, повышаясь примерно до 20% для резонанса при

82,5 кэВ. Из рис. 15 видно, что до 10 эВ сечение точно следует зависимости $1/v$: $\sigma\sqrt{E} = (7,35 \pm 0,07)$ мб/эВ $^{1/2}$, из которой и получена величина σ_{th} в табл. 1. Попадая на мишень ^{36}Cl ($J^\pi = 2^+$), s -волновые нейтроны могут возбуждать уровни компаунд-ядра ^{37}Cl со спинами $J^\pi = 3/2^+$ и $J^\pi = 5/2^+$. Эти уровни могут распадаться с испусканием d -волновых протонов на основное 0^+ -состояние ^{36}S , или d -волновые α -частицы на основное $1/2^+$ -состояние ^{33}P . Распад на возбужденные состояния ^{36}S энергетически невозможен при используемых в измерении энергиях падающих нейтронов, α -переходы на первые два возбужденных состояния ^{33}P хотя и возможны, но сильно подавлены благодаря малой проникаемости для низкоэнергетических α -частиц. p -волновые нейтроны могут возбуждать уровни ^{37}Cl с $J^\pi = 1/2^-$ до $7/2^-$. С $1/2^-$ и $3/2^-$ -уровней могут испускаться p -волновые протоны или α -частицы, тогда как с $5/2^-$ и $7/2^-$ -уровней f -волновые протоны. В работе [13] сделана попытка получить параметры резонансов, используя для описания данных сумму неинтерферирующих БВ-уровней.

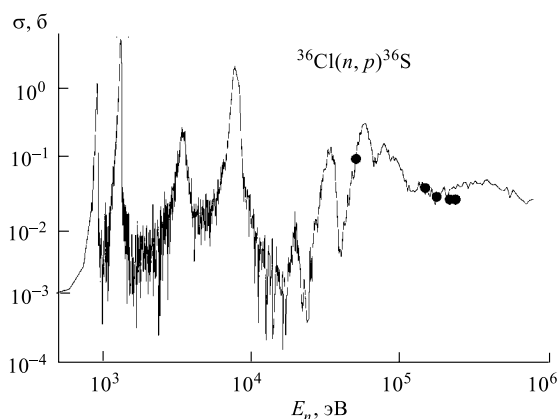


Рис. 16. Сечение реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ для энергии от 500 эВ до 800 кэВ: кривая — результат многоуровневой подгонки к данным Келера и др. [13]; ● — данные Шатца и др. [195]

К сожалению, имеется только весьма ограниченная информация об уровнях ^{37}Cl вблизи нейтронного порога, которую можно было бы использовать вместе с данными по (n, p) -реакции для лучшего понимания структуры ^{37}Cl при этих энергиях. Лучшая информация, как уже отмечалось выше, имеется в измерениях реакции $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$ [140], в которой наблюдалось несколько тех же самых уровней, что и в (n, p) -реакции. В принципе, из комбинации данных по реакциям $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$ и $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ можно определить как парциальные ширины Γ_n , Γ_p и Γ_γ , так и E_0 , Γ и J^π . Практически же удалось получить только ограниченную информацию по следующим причинам: 1) нет

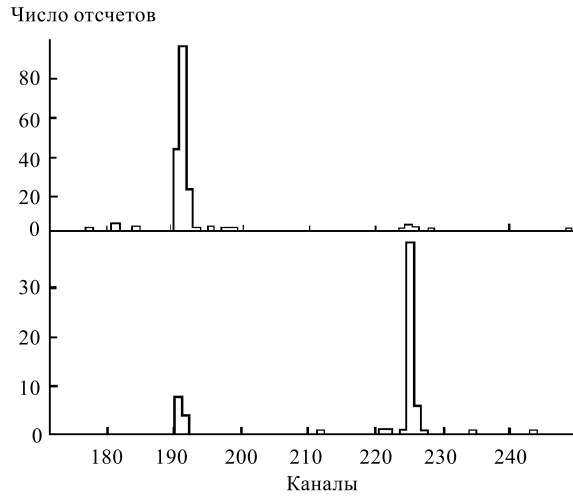


Рис. 17. Часть времяпролетного спектра ^{36}Cl , включающая резонансы 1297,3 эВ и 902,6 эВ. Верхний спектр в амплитудном окне, отвечающем протонам из реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ ($E_p = 1,87$ МэВ), нижний — в окне α -частиц из реакции $^{36}\text{Cl}(n, \alpha)^{33}\text{P}$ ($E_\alpha = 2,10$ МэВ)

успешных измерений полного сечения на ^{36}Cl , поэтому нейтронные ширины не известны; 2) нет данных по реакции $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$ в области достаточно высоких энергий; 3) не все резонансы, проявившиеся в (n, p) -реакции, разрешены в $^{36}\text{S}(p, \gamma)^{37}\text{Cl}$ -эксперименте, а разрешение в измерениях $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$, в свою очередь, было обычно больше резонансных ширин. Результаты анализа данных измерения [144], выполненного с хорошим разрешением по E_n , пока не опубликованы. При фитировании данных энергия резонанса E_0 , полная ширина Γ и «сила» резонанса $\omega\gamma$ использовались как свободные параметры для каждого резонанса. Парциальные ширины в формуле БВ рассчитывались из Γ , $\omega\gamma$ и A_γ с учетом $\Gamma = \Gamma_n + \Gamma_p + \Gamma_\gamma$ из следующих соотношений:

$$\Gamma_p = \frac{\Gamma \pm [\Gamma^2 - 4\Gamma(10\omega\gamma + A_\gamma)/(2J + 1)]^{1/2}}{2}, \quad (9)$$

$$\Gamma_n = 10\omega\gamma\Gamma/(2J + 1)\Gamma_p, \quad \Gamma_\gamma = A_\gamma\Gamma/(2J + 1)\Gamma_p. \quad (10)$$

Видно, что для каждой величины J получается два набора парциальных ширин. Иногда одно из решений можно исключить, используя дополнительную информацию. Например, решения с маленькими Γ_p не годятся для резонансов при $E_0 = 3415, 7613$ и 8076 эВ из-за того, что в этом случае

получаются значения Γ_γ , много большие ожидаемых по систематике в этой области. Полученные из этого анализа параметры в сравнении с другими результатами приведены в табл.3. Так как для резонансов при $E_0 = 19940, 33740$ и 58310 эВ величина A_γ не известна, предполагается, что $\Gamma_\gamma = 1$ эВ. Резонансы при $E_0 = 902,6$ и $1297,3$ эВ не были разрешены в (p, γ) -измерении [140], поэтому величина A_γ разделена между этими двумя резонансами. Аналогичная ситуация для дублета вблизи $E_0 = 8000$ эВ. Парциальные ширины не приведены в табл.3, так как они зависят от J , значения которых пока не измерены, и в то же время могут быть легко рассчитаны по формулам (9). Хотя J^π и не были определены, наиболее вероятно, что сильнейшие резонансы являются p -волновыми, так как при расчете из резонансных параметров теплового сечения получается сильно завышенное значение, если брать их как s -волновые. Не исключено, конечно, что имеются интерференционные эффекты, как в (n, α) -реакции [22], сильно уменьшающие вклад отдельных резонансов.

$^{37}\text{Ar}(n, \alpha)^{34}\text{S}$, $^{37}\text{Ar}(n, p)^{37}\text{Cl}$ ($B_n = 11,838$ МэВ). До последнего времени имелись только данные по $^{34}\text{S} + \alpha$ -реакции от порога ($B_\alpha = 7,2074$ МэВ) до $E_x = 11,442$ МэВ и $^{37}\text{Cl} + p$ -реакции ($B_p = 10,242$ МэВ) [136]. Среди последних уровни, близкие к нейтронному порогу: $J^\pi = 4^-$, $E_x = 11928,1$ кэВ и $J^\pi = 11^-$, $E_x = 11614,2$ кэВ. Вагеманс и др. [55] провели измерение реакции $^{37}\text{Ar}(n, \alpha)^{34}\text{S}$ на резонансных нейтронах и в энергетической области от 1 до 5 кэВ наблюдали два сильных резонанса при $E_n \approx 1,5$ и $2,7$ кэВ с сечениями в пиках в несколько сотен барн. Совсем недавно в [88] провели измерение реакций $^{37}\text{Ar}(n, \alpha)^{34}\text{S}$, $^{37}\text{Ar}(n, p)^{37}\text{Cl}$ с тепловыми нейтронами, а в [145] — в энергетической области от 10 мэВ до 100 кэВ. В этих работах показано, что сечение реакции (n, α) в низкоэнергетической области следует закону $1/v$, тогда как в килоэлектронной области обнаружено несколько резонансов. Результаты анализа данных, проведенного в работе [145] с помощью R -матричного кода SAMMY, приведены в табл.4. Так как расчет теплового сечения из параметров измеренных резонансов дает слишком малую

Таблица 4. Параметры нейтронных резонансов ^{37}Ar

l_n	J^π	E_{res} , кэВ	Γ_n , эВ	Γ_α , эВ	Γ_p , эВ	$\omega_{\gamma(n,\alpha)}$, эВ
0	2^+	$1,540 \pm 0,020$	37	257	7	20 ± 4
0	2^+	$2,630 \pm 0,030$	54	209	4	26 ± 5
		$21,5 \pm 0,2$				68 ± 15
		$38,5 \pm 0,7$				32 ± 14

величину: только 370 б, тогда как экспериментальное значение составляет 1070 б, авторы [145] полагают, что значительный вклад вносит неизвестный отрицательный s -волновой резонанс.

$^{40}\text{K}(n,p)^{40}\text{Ar}$, $^{40}\text{K}(n,\alpha)^{37}\text{Cl}$ ($B_n = 10,0962$ МэВ). Ядро ^{40}K относится к кругу ядер, на которых одновременно наблюдаются p - и α -переходы при распаде нейтронных резонансов. В измерениях Вейгмана и др. [46], выполненных на GELINA, обнаружена резонансная структура, причем в диапазоне энергии нейтронов $1 \div 70$ кэВ проявилось 39 резонансов. Для 9 из них определен параметр $\omega\gamma_{(n,p)}$ и для 19 — $\omega\gamma_{(n,\alpha)}$. Выход протонов и α -частиц сильно флуктуирует от резонанса к резонансу. С использованием соотношений (3), (4) и данных по обратной реакции $^{40}\text{Ar}(p,n)^{40}\text{K}$ [146] для нескольких резонансов были оценены спин и четность. Наблюдаемые резонансы не дают достаточного вклада в тепловое сечение (n,p) -реакции, которое, по мнению авторов [46], определяется подпороговым $7/2^-$ -уровнем. В этой работе утверждается, что в области энергии нейтронов от 0,007 эВ до 1 кэВ сечение реакции (n,α) следует закону $1/v$, а сечение реакции (n,p) — не следует. В работе [147] представлены результаты измерений, выполненных на ИБР-30 при энергии нейтронов от тепловых до 10 кэВ, которые находятся в согласии с данными [46] для резонансных нейтронов. Из сравнения хода сечения с энергией для реакций $^{40}\text{K}(n,p)^{40}\text{Ar}$, $^{40}\text{K}(n,\alpha)^{37}\text{Cl}$ и $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ в диапазоне энергии нейтронов $0,025 \div 1,0$ эВ в [147] показано, что сечение не только второй, но и первой из указанных выше реакций подчиняется закону $1/v$.

$^{41}\text{Ca}(n,p)^{41}\text{K}$, $^{41}\text{Ca}(n,\alpha)^{38}\text{Ar}$ ($B_n = 11,4808$ МэВ). Индуцированные нейтронами реакции на ^{41}Ca очень интересны для спектроскопии, так как кроме $^{41}\text{Ca}(n,p)$ -переходов имеются и $^{41}\text{Ca}(n,\alpha)$ -переходы на основное состояние и $^{41}\text{Ca}(n,\alpha)^{38}\text{Ar}$ -переходы на первый возбужденный уровень ^{38}Ar . Детальное изучение этих реакций выполнено до энергии нейтронов 500 кэВ на GELINA [148]. В области $4 \div 20$ кэВ обнаружено 4 интенсивных (n,α) -резонанса. Кроме того, в области до 500 кэВ было обнаружено около 40 более слабых резонансов. К сожалению, подробного анализа данных в работе [148] не имеется.

$^{59}\text{Ni}(n,p)^{59}\text{Co}$, $^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$ ($B_n = 11,388$ МэВ). Ядро ^{59}Ni представляет интерес в связи с возможностью наблюдения p - и α -переходов в указанных реакциях. Кроме того, повышенный интерес к ^{59}Ni проявляется в связи с тем, что он оказывает сильное влияние на процесс накопления гелия в реакторных материалах, содержащих никель, благодаря двухступенчатой реакции $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$ [149]. На резонансных нейтронах имеется только одно измерение Харви [150], выполненное на ORELA. В области энергии нейтронов от тепловых до 18 кэВ обнаружено 15 резонансов. Благодаря проведенному там же измерению пропускания с использованием тонкого и «толстого» образцов, для большинства из них получены резонансные па-

аметры Γ , $g\Gamma_n$, Γ_γ , Γ_p , Γ_α и J^π . Тепловое сечение (как σ_p , так и σ_α) обусловлено ближайшим уровнем со спином $J^\pi = 1^-$ при $E_0 = 203,4$ эВ.

3. РОЛЬ ИЗМЕРЕНИЙ (n, p) - И (n, α) -РЕАКЦИЙ ДЛЯ АСТРОФИЗИКИ

Измерения сечений реакций (n, p) и (n, α) часто являются решающими для лучшего понимания многих сценариев нуклеосинтеза. К областям, в которых такие реакции играют важную роль, можно отнести производство ${}^7\text{Li}$ в стандартных моделях Большого взрыва, синтез тяжелых элементов во время Большого взрыва, производство редких изотопов в нуклеосинтезе при взрыве звезд, роль s -процесса в синтезе ядер легких и средних масс и роль реакции ${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$ как источника нейтронов для s -процесса. Измерения имеют также отношение и к таким областям астрономии, как астрономия γ -лучей, изучение изотопических аномалий в метеоритах, звездах и туманностях, вопросы существования темной материи и так называемых «Population III»-звезд, а также возможности формирования Солнечной системы благодаря взрыву ближайшей сверхновой. Для ответа на поставленные выше вопросы требуется знание скоростей реакций при астрофизических температурах $0,1 \cdot 10^9 \div 2 \cdot 10^9$ К в зависимости от физических характеристик астрофизической среды. Так как астрофизические скорости реакций определяются усреднением по распределению МБ при данной температуре, необходимо измерять сечения в диапазоне от 100 эВ до ~ 1 МэВ. Ниже мы покажем влияние измерений сечений реакций (n, p) и (n, α) на различные области ядерной астрофизики.

3.1. Нуклеосинтез в стандартной модели Большого взрыва. Распространенность легких элементов, полученная в нуклеосинтезе в рамках стандартной модели Большого взрыва для сравнительно узкого коридора параметра модели η ($\sim 2-4 \cdot 10^{-10}$), или барион-фотонного отношения, находится в хорошем согласии с астрономическими наблюдениями. Этот параметр прямо связан с величиной, известной как Ω_b — часть массы Вселенной, которую составляют барионы по сравнению с полной массой, необходимой для формирования замкнутой Вселенной. Стандартная модель Большого взрыва предсказывает $\Omega_b \approx 0,05$ [151], то есть барионы составляют только малую часть массы, необходимой для замкнутой Вселенной. Величина же Ω_b , полученная из наблюдений светящейся материи в галактиках [152], почти в 6 раз меньше величины, предсказанной моделями Большого взрыва. Это указывает на то, что большинство нуклонов во Вселенной «темные». С другой стороны, газовая космология [153, 154], которая успешно объясняет другие аспекты ранней Вселенной, теоретически указывает на ожидание замкнутой Вселенной, или $\Omega_T = 1$, где T означает полную материю во Вселенной. Следовательно, газовая космология, стандартная модель Большого взрыва и астрономические

наблюдения указывают, что большая часть Вселенной заполнена небарионной темной материей. Это привело ко многим предположениям о природе темной материи и возможностях ее обнаружения.

Содержание ${}^7\text{Li}$ является особенно важной величиной для диагностики нуклеосинтеза при Большом взрыве, потому что зависит от Ω_b , и эта функция имеет минимум, а наблюдаемое содержание оказывается близким к этому минимуму [155, 156]. В принципе, тогда содержание ${}^7\text{Li}$, предсказанное моделью, может быть использовано для получения как верхнего, так и нижнего пределов Ω_b . Содержание ${}^7\text{Li}$ падает и растет в результате конкуренции между реакциями разрушения и производства [155]. Одной из наиболее важных реакций при первичном нуклеосинтезе ${}^7\text{Li}$ является ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$. Для величин Ω_b выше значения, когда встречается минимум в распространенности ${}^7\text{Li}$, последний получается главным образом из ${}^7\text{Be}$, причем основная ветвь распада ${}^7\text{Be}$ обусловлена реакцией (n, p) . Сам по себе ${}^7\text{Li}$ разрушается быстро в реакции (p, α) . Оставшийся после окончания нуклеосинтеза при Большом взрыве ${}^7\text{Be}$ в результате электронного захвата превращается в ${}^7\text{Li}$. Поэтому увеличение сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ будет приводить к уменьшению синтезированного ${}^7\text{Li}$ и наоборот.

Нуклеосинтез при Большом взрыве происходил при температурах $T \approx 0,3 \cdot 10^9 - 1 \cdot 10^9$ К, то есть необходимы измерения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ при энергиях E_n от 100 эВ до ≈ 500 кэВ. В течение многих лет величина сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$, используемая в расчетах Большого взрыва, основывалась [157] на подгонке к измерению теплового сечения [111] и измерениям обратной реакции при энергии выше ~ 10 кэВ [94]. Однако оказалось, что невозможно получить хорошую подгонку данных одновременно при низких и высоких энергиях с помощью заданной функции. Результирующее рекомендованное сечение было в хорошем согласии с тепловым значением, но почти на 20% выше значений, полученных из измерений обратных реакций. Тем не менее из-за большой неопределенности измерения теплового сечения ($\pm 25\%$) этому ходу сечения с энергией приписывалась также большая погрешность. Оцененные неопределенности составляли по разным оценкам от 20% [158] до фактора 2 [159]. Большая неопределенность в описании сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ приводит к достаточно большой неопределенности в содержании ${}^7\text{Li}$ и далее Ω_b .

Прямое измерение сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ от тепловой энергии до 13,5 кэВ было проведено Келером и др. [1]. Эти измерения находятся в хорошем согласии с данными из обратных реакций [94], но почти на 25% ниже, чем предыдущие измерения при тепловой энергии [111]. Кроме того, погрешность величины теплового сечения в новом измерении уменьшена почти в 10 раз. Погрешность при максимальной энергии была сравнима с погрешностью инверсных измерений (5–10%). Анджеевским и др. [160] также были опубликованы результаты измерения сечения при 24,5 кэВ, проведенного на

пучке фильтрованных нейтронов реактора ВВР-М в Киеве. Эта величина находится в хорошем согласии с инверсными данными и экстраполяцией данных Келера и др. С другой стороны, данные измерения теплового сечения Червеной и др. [161] лежат почти на 20 % выше результата Келера и др., хотя оба эти набора данных согласуются в пределах ошибок 2σ . Инверсные данные и новые прямые измерения показаны для $E_n = 10-10^5$ эВ на рис. 6. В результате этих новых прямых измерений рекомендованная скорость реакции [1] почти на 20 % ниже, чем использованная ранее [157], а оцененная погрешность много меньше ($\approx 10\%$). Эта новая скорость реакции была использована для новых расчетов Большого взрыва [162,151], которые показали, что распространенность ${}^7\text{Li}$ может быть на 20 % выше, чем оцениваемая ранее, причем с существенно меньшей погрешностью. Новая величина сечения реакции ${}^7\text{Be}(n, p){}^7\text{Li}$ вместе с улучшенными измерениями других реакций привели к уменьшению неопределенности и в Ω_b . Хотя разрешенный диапазон Ω_b существенно уменьшен, рассчитанная распространенность легких ядер осталась в согласии с наблюдениями в пределах того же самого диапазона этого параметра. Уточнения входных сечений привели к тому, что сейчас наибольшая неопределенность в использовании ${}^7\text{Li}$ для диагностики нуклеосинтеза при Большом взрыве остается из-за слабого понимания теоретической ситуации эволюции ${}^7\text{Li}$ в звездах [162–164].

3.2. Нуклеосинтез в нестандартной модели Большого взрыва. Новые, так называемые нестандартные модели Большого взрыва изучают эффект неоднородностей барионной плотности, который может быть индуцирован кварк-адронным фазовым переходом первого порядка в ранней Вселенной. Эти неоднородности приводят к образованию высокоплотной, обогащенной протонами и низкоплотной, обогащенной нейтронами зон благодаря различию средних длин диффузии протонов и нейтронов [165]. Если эти зоны остаются до начала ядерных реакций, возможны различные сценарии для первичного нуклеосинтеза. Целый ряд расчетов показал, что неоднородные модели Большого взрыва были способны воспроизвести большинство из наблюдаемых первичных распространенностей легких элементов [166–174], в то же время допуская большую величину Ω_b . Эта большая величина Ω_b может быть важна в решении указанной выше проблемы темной материи. Второе отличие по сравнению со стандартными моделями состоит в том, что нестандартные модели производят значительное количество элементов тяжелее лития. Первичное производство тяжелых элементов интересно потому, что, как показали наблюдения, даже самые старые звезды имеют такое содержание элементов тяжелее лития, которое не могло быть произведено самой звездой [167–169]. Эти распространенности объяснили, предполагая предварительное существование более ранней генерации массивных звезд (так называемых «Population III»-звезд). Из-за большой массы эти звезды быстро эволюционировали и закончили свою жизнь во взрывах сверхновых, тем самым обогащая материал,

из которого сформировались старейшие наблюдаемые звезды. К сожалению остатки «Population III»-звезд не могут быть наблюдаемы прямо теперешней техникой. С другой стороны нуклеосинтез в звездах «Population III» может существенно отличаться от сценариев нестандартного Большого взрыва, так что наблюдения распространенностей элементов в старейших звездах могут служить тестом этих двух конкурирующих моделей. В настоящее время из-за неопределенностей величин входных сечений нельзя получить точное знание распространенностей в рамках нестандартных моделей Большого взрыва.

Реакция $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ является примером (n, α) -сечения, которое оказало существенное влияние на расчеты нестандартного Большого взрыва. Расчеты и измерения сечений реакций с участием ^{14}C показали, что это ядро функционирует наподобие узкого горлышка в нуклеосинтезе более тяжелых элементов [172, 173]. Тем не менее самым удобным путем от ^{14}C к ^{17}O является серия нейтронных захватов. Для ^{17}O процесс может благодаря захвату нейтрона идти дальше к ^{18}O или повернуть назад к ^{14}C из-за реакции (n, α) . Как протекает нуклеосинтез в области между литием и кислородом по нестандартной модели Большого взрыва, показано на рис. 18. Используя известные тепловые сечения [52, 77] для ^{17}O и сведения о свойствах состояний ^{18}O вблизи нейтронного порога [127], можно было ожидать, что сечение реакции (n, α) должно быть много больше, чем (n, γ) при температурах Большого взрыва. Тем не менее некоторые как полные, так и парциальные ширины состояний ^{18}O вблизи нейтронного порога были либо сомнительны, либо вообще неопределены, вследствие чего и производство элементов тяжелее ^{17}O было в значительной степени не определенным. До того как были сделаны прямые измерения сечения реакции $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$, расчеты Большого взрыва давали противоречивые результаты, даже в таком вопросе, как важность этой реакции. Например, Эплгейт и др. [167] нашли сильную цикличность между ^{17}O и ^{14}C благодаря этой реакции, а Каджино и Бойд [168], напротив, не нашли, что эта реакция является серьезной помехой при производстве более тяжелых элементов. Из этих работ, тем не менее, не ясно, какие величины были использованы для получения скорости реакции $^{17}\text{O} + n$. Несомненно, что эти скорости реакции никогда не оценивались, не рассчитывались и не были включены в стандартные таблицы [157, 175–178]. Первое прямое измерение этого сечения при энергиях между тепловой и ~ 1 МэВ было проведено Келером и др. [2]. Позже Шатцем и др. [3] были выполнены измерения при нескольких энергиях между 10 и 250 кэВ. Эти данные приведены на рис. 8. Как показано на рис. 19, главный результат этих измерений вместе с измерениями γ -ширин важных состояний ^{18}O [126], состоит в том, что отношение сечений реакций $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ и $^{17}\text{O}(n, \gamma)^{18}\text{O}$ при температуре Большого взрыва составляет $\sim 10^4$. Это означает, что процесс идет назад к ^{14}C и нет эффективного пути синтеза более тяжелых элементов через ^{17}O . В результате синтез тяжелого элемента должен проходить через идущую с малым сечением

реакцию $^{14}\text{C}(\alpha, \gamma)^{18}\text{O}$ [179], и производство тяжелого элемента будет сильно уменьшено.

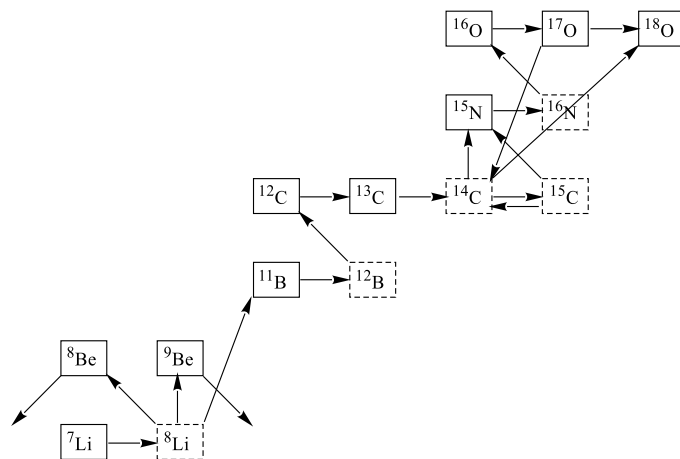


Рис. 18. Часть диаграммы реакций нуклеосинтеза в нестандартной модели Большого взрыва

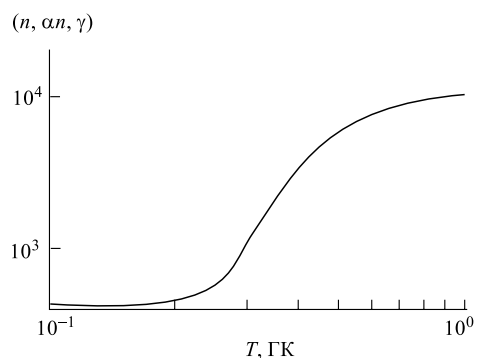


Рис. 19. Отношение скоростей реакций $^{17}\text{O}(n, \alpha)^{14}\text{C}$ и $^{17}\text{O}(n, \gamma)^{18}\text{O}$, рассчитанное Келером и Граффом [2]

3.3. Взрывной звездный нуклеосинтез. Имеется предположение, что редкие изотопы являются пробным камнем, с помощью которого можно будет лучше понять свойства астрофизической среды, в которой они образовались. Полагают, что большинство редких изотопов возникло в взрывных средах

(т. е. в новых и сверхновых). Например, в рамках модели взрывного горения углерода Хауарду и др. [9] удалось синтезировать большинство нейтроноизбыточных редких ядер в диапазоне $36 < A < 76$ с распространенностью приблизительно как в Солнечной системе. Эта статья тщательно рассматривалась экспериментаторами, потому что в ней описаны важные последовательности реакций и идентифицированы сечения самых важных процессов. Последующие исследования дали скорректированные оценки параметров, описывающих взрывной нуклеосинтез [180, 181]. Тем не менее эти параметры остаются довольно-таки неопределенными, и по мере развития наших знаний были предложены новые процессы (такие как ν -процесс [182, 183]). Поэтому остается очень важной задача измерения сечений, влияющих на образование и распад редких ядер.

Нуклеосинтез при взрыве звезд ответствен и за образование нескольких интересных радиоизотопов. С обнаружением ^{26}Al в межзвездной среде [184] с помощью спутника HEAO3 в последние годы имеется большой интерес к использованию радиоизотопов в качестве инструмента для исследования нуклеосинтеза в звездах. Первые результаты Комптоновской обсерватории γ -лучей (Compton Gamma-ray Observatory — CGRO) добавили интерес благодаря получению первой двумерной карты распределения ^{26}Al [185–189] в Галактике и, видимо, первого обнаружения γ -лучей от распада образовавшегося в нуклеосинтезе ^{44}Ti [187]. След радиоизотопов, образовавшихся во взрывном нуклеосинтезе, может быть найден и при изучении изотопных аномалий в метеоритах. Например, было показано, что в Альенде и других метеоритах определенные включения содержат Mg с соотношением изотопов $^{25}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$, близким к солнечному, а отношение $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ на 50% больше солнечного [190]. Кроме того, эти же самые включения дали хорошую корреляцию между отношениями $^{26}\text{Mg}/^{24}\text{Mg}$ и $^{27}\text{Al}/^{24}\text{Mg}$. Отсюда был сделан вывод, что во время образования метеоритов ^{26}Al был «живым» и уже позже распался в ^{26}Mg , приводя к аномалии. Аналогично радиоизотоп ^{22}Na представлен в качестве кандидата для наблюдений будущими телескопами γ -лучей [191], в предположении, что он ответствен за так называемую «неон-Е»-аномалию в метеоритах [192]. Ниже дано несколько примеров той роли, которую играют реакции (n, p) и (n, α) во взрывном нуклеосинтезе.

3.4. Происхождение редкого изотопа ^{36}S . Одной из проблем большинства расчетов взрывного горения углерода является перепроизводство изотопа ^{36}S относительно других синтезируемых редких ядер [9, 193]. В этом сценарии особенно важны величины сечений реакций $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ и $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ относительно скоростей (n, γ) -реакций. Первая реакция уводит от ^{36}S , возвращая назад к более легким ядрам, последняя же является основной на пути производства ^{36}S . К другим потенциально важным реакциям можно отнести $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$, $^{36,37,39}\text{Ar}(n, \alpha)^{33,34,36}\text{S}$, $^{37}\text{Ar}(n, p)^{37}\text{Cl}$, $^{40}\text{K}(n, \alpha)^{37}\text{Cl}$ и $^{41}\text{Ca}(n, \alpha)^{38}\text{Ar}$. Эти реакции сворачивают процесс с пути образования более

тяжелых ядер на путь, ведущий к образованию ^{36}S (рис. 20). Несомненно, очень важной является реакция $^{36}\text{S}(n, \gamma)^{37}\text{S}$, потому что практически только она приводит к разрушению ^{36}S . Сечения некоторых из этих реакций были измерены в последние годы.

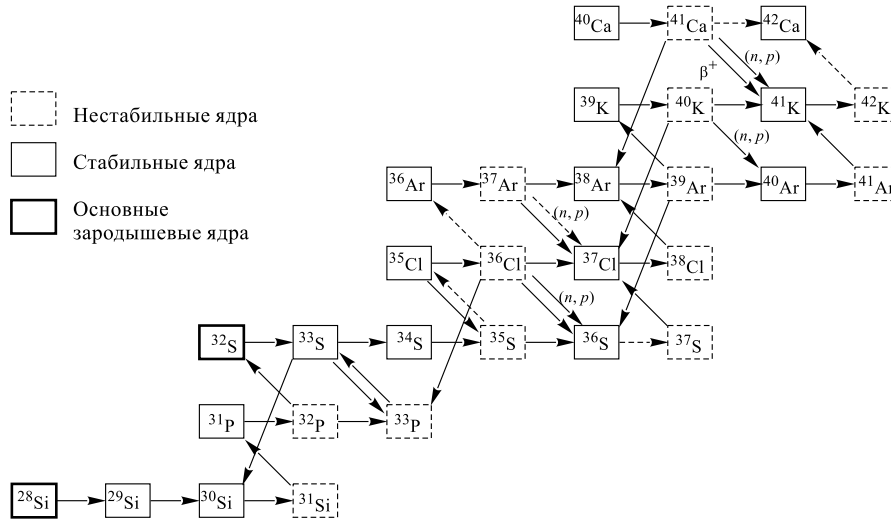


Рис. 20. Путь s -процесса в области ^{36}S

Первые измерения реакций $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ и $^{33}\text{S}(n, \gamma)^{34}\text{S}$ были проведены Очампо и др. [5]. Было определено отношение сечений $(n, \alpha)/(n, \gamma)$, и оно оказалось существенно выше использовавшихся в то время теоретических оценок [194]. В результате коэффициент перепроизводства ^{36}S , равный 10 по расчетам Хауарда и др. [9], уменьшился до 2,5. Последующее измерение, проведенное с хорошим разрешением Вагемансом и др. [6], было в лучшем согласии с теоретическими расчетами, чем с данными [5]. Было сделано предположение, что измерение [5] ошибочно в результате сублимации серы в их «открытом» образце. Похожие проблемы встречались и в первых измерениях Вагеманса и др. [190], тогда как в последующем, чтобы избежать этой проблемы, они брали «запечатанный» образец. Оба набора данных показаны на рис. 21, из которого видно, что во всем энергетическом интервале имеется систематический сдвиг данных [5] по сравнению с данными [6]. Шатц и др. [195] опубликовали третье измерение сечения реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$, полученное на нейтронном МБ-источнике с $kT \approx 25$ кэВ. Этот результат также показан на рис. 21. Из-за большого различия разрешений в этих трех

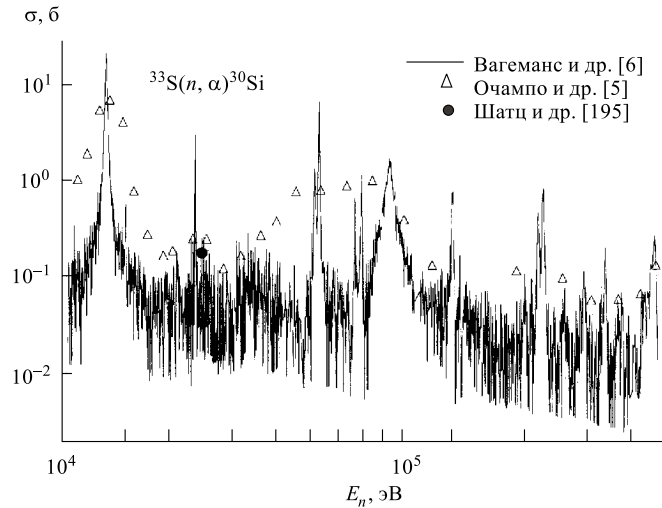


Рис. 21. Сечение реакции $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ при энергии от 10 до 500 кэВ

экспериментах удобнее сравнить результаты в виде усредненных по МБ сечений $\langle \sigma \rangle = \langle \sigma \cdot v \rangle / v_t$. Результирующие средние сечения при $kT = 30$ кэВ по данным [5, 6, 195] равны $\langle \sigma \rangle = (234 \pm 20)$, (690 ± 170) и (181 ± 10) мб соответственно. Видно, что результат Очампо и др. ошибочен, тогда как два других хорошо согласуются друг с другом, а также с теоретической оценкой Вусли и др. [133] $\langle \sigma \rangle = 224$ мб. Таким образом, не подтвердилось, что реакция $^{33}\text{S}(n, \alpha)^{30}\text{Si}$ является ключом в решении проблемы перепроизводства ^{36}S .

Измерения реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ в области энергий, интересной для астрофизики, провели Келер [2] и Драйтс и др. [85]. Новые данные находятся в удовлетворительном согласии друг с другом (по крайней мере, приводят к одним и тем же выводам) и с предыдущими измерениями Попова и Шапиро [61] и Гледенова и др. [139], выполненными при более низких энергиях. Эти новые данные вместе с предыдущим измерением реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ Маклингом [196] показывают, что сечение (n, γ) почти в 6 раз больше (n, p) -сечения при астрофизических температурах. Относительно малая величина сечения реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ вместе с малым сечением реакции $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}$ позволяют сделать более правдоподобный вывод о том, что главный путь к ^{36}S лежит через цепочку реакций $^{35}\text{Cl}(n, \gamma)^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$, а ветвь $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}(n, \gamma)^{36}\text{S}$ играет относительно небольшую роль. Однако следует помнить, что измерения реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ были проведены лишь в диапазоне энергии ниже 100 кэВ, то есть только для нижнего края диа-

пазона температуры взрывного нуклеосинтеза ($T \approx 1-2$ ГК). Кроме того, важнейшее сечение реакции $^{35}\text{S}(n, \gamma)^{36}\text{S}$ остается пока не определенным. По этим причинам до сих пор роль цепочек реакций с участием ^{35}Cl в проблеме ^{36}S нельзя считать полностью установленной.

Измерения реакций $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ и $^{36}\text{Cl}(n, \alpha)^{33}\text{S}$ при астрофизических температурах проведены Келером и др. [13] и Шатцем и др. [195]. Эти данные (рис. 16) находятся в удовлетворительном согласии с предыдущими измерениями при более низких энергиях [20, 197] и подтверждаются недавними измерениями Вагеманса и др. [55]. Как показано на рис. 22, скорость реакции, вычисленная для астрофизических температур из этих данных, приблизительно вдвое ниже теоретической оценки [133], использованной в предыдущих расчетах. Последствия этого расхождения мы обсудим ниже.

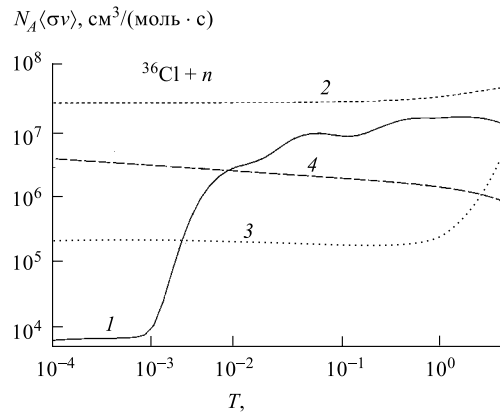


Рис. 22. Астрофизические скорости реакций для реакции $^{36}\text{Cl} + n$: кривая 1 рассчитана путем интегрирования данных Келера и др. [13]; кривые с короткими штрихами, точечная и с длинными штрихами — скорости реакций $^{36}\text{Cl}(n, p)$, (n, α) и (n, γ) по статистической модели [133]

Более современные модели указывают, что взрывное горение неона несколько лучше, чем взрывное горение углерода, годится для описания процессов в звездах [180, 181]. Вследствие того, что параметризованные модели взрывного горения углерода приводят к очень большому перепроизводству ^{46}Ca (и в меньшей степени ^{36}S), Вусли заключил [193], что эти модели описывают процессы очень редкие в природе. С другой стороны, последние модели [181], которые отслеживают различные фазы горения в звездах с массой от 12 до 40 солнечных, не дают перепроизводства ^{36}S по отношению к другим элементам из области $16 < A < 40$. В этих моделях ^{36}S производится до взрыва сверхновой и ее содержание мало изменяется в результате последую-

ших взрыва сверхновой и ν -процесса [181]. Очевидно, ^{36}S в этих моделях производится в результате s -процесса при горении гелия и углерода.

В качестве альтернативного механизма Бэрм и Пэнцхорном [11] был предложен s -процесс. Эти авторы изучали вклад s -процесса в распространенность ядер вблизи ^{40}Ar . Один из результатов их расчета состоит в том, что в s -процессе может производиться основная часть из наблюдаемой распространенности ^{36}S . Тем не менее их результат для ^{36}S имел большую неопределенность, связанную с тем, что несколько из важнейших сечений не были измерены, и они вынуждены были полагаться на теоретические расчеты скоростей реакций. Более того, расчеты s -процесса были сделаны Бэрмом и Пэнцхорном для экспоненциального распределения экспозиций, тогда как сейчас полагают, что слабая компонента s -процесса работает в одиночной экспозиции [198]. Шатц и др. [195] предприняли новые расчеты s -процесса, используя при этом результаты новых измерений и параметры s -процесса из современной модели звезд [199]. Они получили следующие основные результаты: 1) примерно 50 % наблюдаемой распространенности ^{36}S можно объяснить горением гелиевого ядра и еще 10–20 % — горением углеродной оболочки; 2) в результате использования новых, более низких сечений реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ из работ [13, 195] получено относительно небольшое ($\approx 10\%$) понижение производства ^{36}S .

Причина, по которой понижение сечения реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ вдвое приводит лишь к незначительному понижению рассчитанной распространенности ^{36}S , заключается в том, что в ветвлении $(n, p)/(n, \gamma)$ для ^{36}S доминирующей является реакция (n, p) . Новые данные по реакции $^{36}\text{Cl}(n, p)^{36}\text{S}$ [13, 195] вместе с теоретическими оценками сечения реакции $^{36}\text{Cl}(n, \gamma)^{37}\text{Cl}$ [133] указывают, что при энергиях взрывного нуклеосинтеза отношение скоростей реакций $(n, p)/(n, \gamma) \approx 10$. Поэтому реакция протекает в основном через ветвь (n, p) , и уменьшение этого сечения, согласно новым данным вдвое, не так существенно. С другой стороны, при тепловой энергии последние измерения сечения (n, p) [13, 198] вместе с измерениями Бойда и др. [200] реакции $^{36}\text{Cl}(n, \gamma)^{37}\text{Cl}$ дают отношение $(n, p)/(n, \gamma) \approx 5 \cdot 10^{-4}$, или почти в 40000 раз меньше, чем теоретическое отношение при астрофизических энергиях. Тем не менее имеются некоторые разногласия в определении теплового сечения реакции $^{36}\text{Cl}(n, \gamma)^{37}\text{Cl}$. Бойд и др. измерили величину $\sigma_{\text{th}} = (90 \pm 25)$ б, тогда как Жиллет [201] приводит величину $\sigma_{\text{th}} < 10$ б. Это более поздняя величина из цитированных в компиляциях [77, 202], хотя не видно причин, почему ей можно отдать предпочтение по отношению к измерению Бойда и др. Проведение прямого измерения сечения реакции $^{36}\text{Cl}(n, \gamma)^{37}\text{Cl}$ при тепловой энергии кажется вполне реальным с помощью современной техники и весьма желательным в свете наличия сейчас большой неопределенности. Прямое же измерение этого сечения при астрофизических энергиях является еще более важным, но является крайне трудной задачей, если сечение дей-

ствительно так мало, как предсказывают расчеты по статистической модели [133].

Измерения сечений реакций $^{40}\text{K}(n, p)^{40}\text{Ar}$, $^{40}\text{K}(n, \alpha)^{37}\text{Cl}$ и $^{41}\text{Ca}(n, \alpha)^{38}\text{Ar}$ были проведены Вейгманом и др. [46] и Вагемансом и др. [8, 148] соответственно. По отношению к расчетам s -процесса эти реакции могут влиять на образование более тяжелых ядер, поворачивая процесс назад к ^{36}S , а первая из этих реакций играет важную роль в синтезе ^{40}Ar . Тем не менее влияние этих сечений на рассчитанную распространенность ^{36}S все еще в какой-то степени не определено и зависит от величин нескольких не измеренных сечений, таких как $^{36}\text{S}(n, \gamma)^{37}\text{S}$ и $^{36,37,39}\text{Ar}(n, \alpha)^{33,34,36}\text{S}$. Например, Шатц и др. [3] посчитали, что около 25 % содержания ^{36}S от оболочечного горения углерода является продуктом реакции $^{39}\text{Ar}(n, \alpha)^{36}\text{S}$. В заключение можно отметить, что расчеты большинства современных моделей звезд указывают на то, что редкий изотоп ^{36}S может быть объяснен как продукт s -процесса и что первичный нуклеосинтез не играет существенной роли в его образовании, как думали раньше. Тем не менее имеется еще целый ряд важных сечений, влияющих на образование и разрушение ^{36}S , которые остаются не измеренными, но которые можно измерить на современной технике.

3.5. Взрывной нуклеосинтез ^{26}Al . Изотоп ^{26}Al — один из самых интересных изотопов, возникших, как считают, во взрывном звездном нуклеосинтезе. Дело в том, что он является одним из очень небольшого числа изотопов, указывающих на то, что нуклеосинтез — продолжающийся и сейчас процесс. Впервые он был обнаружен с помощью спутника HEAO3 [184], когда наблюдали γ -линию 1,809 МэВ от распада ^{26}Al на первое возбужденное состояние ^{26}Mg . Наблюдение этой γ -линии служит доказательством того, что образование ^{26}Al произошло, по крайней мере, не раньше чем $\approx 7,2 \cdot 10^5$ лет назад (период полураспада ^{26}Al); весьма вероятно, что процесс продолжается и сегодня. Наблюдение ^{26}Mg -аномалии в некоторых метеоритах [190] служит косвенным доказательством того, что ^{26}Al возник перед формированием Солнечной системы 5 млрд лет назад [203, 204]. Эта и другие изотопные аномалии в метеоритах были восприняты как доказательство того, что формирование Солнечной системы произошло из-за взрыва ближайшей сверхновой [205] или из-за выброса массы из ближайшей звезды — красного гиганта в самой активной фазе [206]. Было установлено [180], что реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ и $^{26}\text{Al}(n, \alpha)^{23}\text{Na}$ являются основными для разрушения ^{26}Al в астрофизическом окружении, которое предлагалось как наиболее вероятное для его производства, поэтому знание сечений этих реакций очень важно для лучшего понимания природы образования первичного ^{26}Al .

Сечения реакций $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ и $^{26}\text{Al}(n, \alpha)^{23}\text{Na}$ впервые оценены Скелтоном и др. [134, 135] из обратной реакции. Сечения (n, p_0) и (n, α_0) получены методом детального баланса. Главным результатом этих измерений является получение настолько больших сечений, что ^{26}Al должен был

эффективно разрушаться во взрывах сверхновых, в которых производится много нейтронов [207]. Тем не менее измеренные сечения очень сильно отличались от теоретических предсказаний [133], и полученное из обратной реакции (n, α_0) -сечение было много больше, чем (n, p_0) , тогда как теоретические расчеты дают противоположный результат. Основанная на этих измерениях плотность уровней ^{27}Al была пересмотрена в сторону уменьшения скорости реакции (n, p) [208], но даже эта уменьшенная в 3,3 раза скорость реакции оказалась все еще почти в 10 раз большей, чем измеренная (n, p_0) . На основании анализа спинов уровней предполагалось [135], что сечение $^{26}\text{Al}(n, p_1)^{26}\text{Mg}^*$ (которое нельзя измерить в обратной реакции, так как для этого потребовалась бы мишень в возбужденном состоянии) должно быть много больше сечения реакции $^{26}\text{Al}(n, p_0)^{26}\text{Mg}$ из-за много большей проникаемости ядерного барьера для вылетающего протона. Это было проверено в первом прямом измерении сечения реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$, проведенном Траутветтером и др. [48]. В этом измерении было определено, что отношение $(n, p_1)/(n, p_0)$ меняется примерно от 100 при тепловой энергии до ≈ 3 вблизи 300 кэВ. При астрофизических энергиях улучшенная теоретическая скорость реакции [208] была еще на 50 % выше величины, измеренной Траутветтером и др. Надо отметить, что измерения [48] были сделаны на нейтронном источнике, который приближается, но не точно воспроизводит МБ-распределение при $kT = 31$ и 71 кэВ. Степень влияния приближения на результаты зависит от (не измеренной) энергетической зависимости сечения. Измерения были сделаны только в четырех широких энергетических окнах, а сечение реакции $^{26}\text{Al}(n, \alpha)^{23}\text{Na}$ вообще не было получено в этих измерениях. Кроме того, температурный диапазон между 0,2 ГК (типичной для красных гигантов) и тепловой энергией не был перекрыт в этих измерениях, тогда как скорость реакции, как видно из тепловых данных, меняется почти в 100 раз в этом диапазоне. По этим причинам были предприняты новые прямые измерения.

Новые прямые измерения сечений реакций $^{26}\text{Al}(n, p_1)^{26}\text{Mg}^*$ и $^{26}\text{Al}(n, \alpha_0)^{23}\text{Na}$ были выполнены Келером и др. [58, 84] в диапазоне энергий от тепловых до 50 и 9 кэВ соответственно. Данные были получены с помощью $\Delta E-E$ -телескопа, который оптимизирован для регистрации протонов из (n, p_1) -реакции. Так как α -частицы из реакции (n, α_0) останавливались в ΔE -детекторе, фон был намного выше, и измерения не проводили до такой же высокой энергии, как в случае (n, p_1) . Измерения были выполнены относительно реакции $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ и нормированы на данные при тепловой энергии $^{26}\text{Al}(n, p_1)^{26}\text{Mg}^*$ [48]. Данные для (n, p_1) - и (n, α_0) -реакций приведены на рис. 11 и 12 соответственно. Из данных [58, 84] видно, что самый низкий резонанс, обнаруженный Скелтоном и др. [135] в реакции (n, α_0) при 6 кэВ, действительно является нижайшим по энергии резонансом в обеих реакциях, и сечение при энергии ниже этого уровня следует закону $1/v$. Хотя

разрешение в этих двух (n, α_0) -измерениях очень сильно различалось, имеется хорошее согласие между полученными в [135] и [58, 84] величинами «силы» резонанса при 6 кэВ. Таким образом, данные [58, 84] обеспечили независимую проверку нормировки [135] и подтвердили, что сечение реакции (n, α_0) почти такое же по величине, как и сечение реакции (n, p_1) .

Из-за того, что измерение Траутветтера было выполнено в относительно широких энергетических окнах, не представляется возможным сделать прямое сравнение двух наборов данных по измерениям (n, p_1) , а лучше сравнить их после усреднения данных [58, 84] по распределению МБ, т.е. сравнить астрофизические скорости реакций. Астрофизические скорости реакций для каналов (n, α) и (n, p) , полученные из экспериментальных данных, вместе с оценками этих скоростей по статистической модели [208, 133] показаны на рис. 23 и 24. Значение верхней границы температуры, при которой рассчитана скорость реакции из данных [58, 84], зависит от хода сечения при энергии выше измеренного диапазона. Выше некоторой температуры скорость реакции, рассчитанная из этих данных, может служить только нижним пределом из-за отсутствия данных при более высоких энергиях. В случае реакции (n, α_0) измерения [135] показывают, что верхняя граница температуры составляет 0,08 ГК. Для (n, p_1) -реакции, исходя из формы зависимости скорости реакции, определенной тремя более высокими точками данных Траутветтера, верхний предел температуры, до которой скорость реакции посчитана из данных Келера и др., увеличивается примерно до 0,4 ГК. Вследствие того, что (n, α_0) -измерения [135] и [58, 84] согласуются для «силы» резонанса при 6 кэВ, скорости реакции, рассчитанные из этих данных, также хорошо согласуются друг с другом. Это не очевидно из рис. 23, потому что Скелтон и др. рассчитали скорость реакции лишь для $T > 0,1$ ГК.

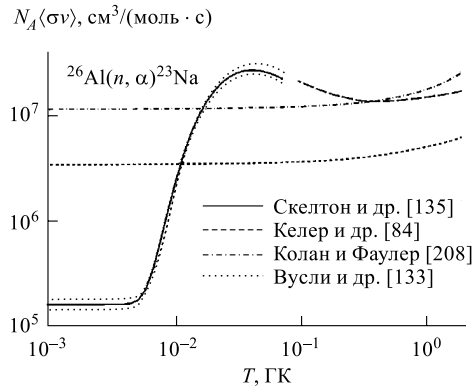


Рис. 23. Астрофизические скорости реакций для реакции $^{26}\text{Al}(n, \alpha_0)^{23}\text{Na}$

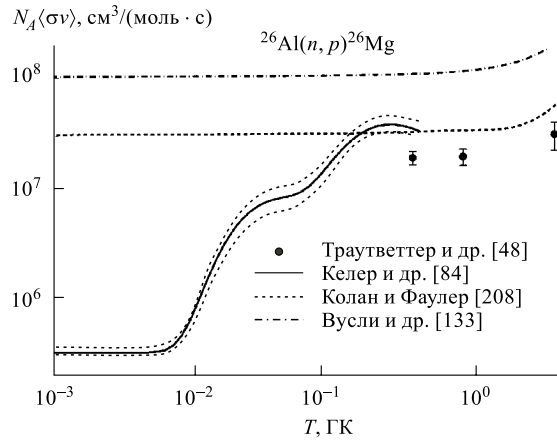


Рис. 24. Астрофизические скорости реакций для реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$. Данные [48] и [84] относятся к (n, p_1) -реакции. Расчеты по статистической модели для полной скорости реакции (n, p) сделаны в [208] и [133]

С другой стороны, результаты по реакции (n, p_1) Келера и др. примерно на 65% выше данных Траутветтера при $T = 0,36$ ГК. К сожалению, новые данные Келера и др. не охватывают область достаточно высоких энергий, необходимую для расчетов скоростей реакций при температуре взрывного нуклеосинтеза. Требуется новые измерения, способные разрешить проявившиеся разногласия с данными Траутветтера и др. В связи с тем, что сечения достаточно велики, разница в этих двух измерениях может дать существенный эффект при расчетах количества ^{26}Al , произведенного в астрофизическом окружении с избытком нейтронов. Как видно из рис. 23 и 24, новый расчет Колана и Фаулера [208] имеет лучшее согласие с (n, p) -данными, нежели (n, α) , и наоборот для — старой скорости реакции Вусли и др. [133]. Из сравнения с экспериментальными данными видно, что скорость реакции [208] удовлетворительно описывает (n, p) -данные при астрофизических температурах, а рассчитанные скорости для (n, α) -реакции необходимо увеличить втрое. Влияние этих отношений на нуклеосинтез ^{26}Al обсуждается ниже.

Несколько расчетов [209, 210, 180, 181] продемонстрировали, что взрывы сверхновых приблизительно могут давать количество ^{26}Al , наблюдаемое в межзвездной среде. Также было оценено и показано [180, 211, 181], что рассчитанное содержание ^{26}Al примерно обратно пропорционально величине этих сечений. Например, в параметризованном изучении взрывного горения неона, Вусли и Уивер [180], используя скорость реакции [133], получили для отношения $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ значения $(0,86 \div 1,52) \cdot 10^{-3}$. Они установили, что если скорость реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ уменьшить в 2,5 раза, то производство

^{26}Al возрастет в 1,7 раза. Позднее Клейтон и Лейсинг [211] установили, что пересмотренная скорость реакции [208], которая в 3,3 раза меньше прежней [133], приводит к примерно в пять раз большему образованию ^{26}Al в сверхновых. В новой работе Уивер и Вусли [181] использовали для расчетов отношения $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ пересмотренную скорость реакции [208] и получили величины $(5,7 \div 9,5) \cdot 10^{-3}$, или в 7,5 раз больше, чем ранее [180]. Очевидно, тем не менее, что, по крайней мере, повышение в два раза происходит за счет включения предвзрывного процесса, не учитывавшегося в более ранних расчетах. Так как самая последняя параметризация скорости реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ [208] находится в удовлетворительном согласии с данными [58, 84], можно ожидать, что эти новые измерения мало изменят рассчитанное содержание ^{26}Al . Между тем данные показывают, что такая же параметризация переоценивает скорость реакции $^{26}\text{Al}(n, \alpha)^{23}\text{Na}$, по крайней мере, на фактор 3. Так как скорость (n, α) -реакции составляет примерно половину (n, p) , использование экспериментальной скорости реакции должно вести к значительному понижению производства ^{26}Al . Итак, ход сечений [58, 84] указывает, что хотя параметризованная скорость [208] не верна при очень низких температурах, она с точностью до фактора 3 дает правильную скорость реакции для всех интересных для астрофизики температур. Нет достаточно детальной информации в предшествующих публикациях, чтобы понять неопределенность с фактором 3 при низкотемпературных скоростях. Другие модели сверхновых, кроме [180] и [181], дают более низкое производство ^{26}Al . Например, Вайс и Труран [212] оценили, что сверхновая производит меньше 1/3 наблюдаемой распространенности ^{26}Al , Синере и Дюпра [213] оценили, что сверхновая типа II производит 45–68 % наблюдаемой распространенности, и Тильман и др. [214] посчитали производство сверхновой как 1/3 от количества, рассчитанного Уивером и Вусли. В этих публикациях нет деталей, позволяющих выяснить причины такого различия в количестве произведенного ^{26}Al .

В дополнение к неопределенностям входных ядерно-физических данных имеются и другие причины, затрудняющие ответ на вопрос, можно ли с помощью сверхновых объяснить все количество ^{26}Al , наблюдаемого в Галактике. Например, Клейтон и Лейсинг [211] оспаривают претензии [180, 181] на то, что сверхновая может объяснить большую часть или всю наблюдаемую распространенность. Они использовали отношения производства сверхновой Вусли и Уивера [180], поправленные на новое, более низкое сечение реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$, и модель химической эволюции Галактики и нашли, что образование ^{26}Al при взрыве сверхновой примерно в 6 раз меньше, чем требуется для объяснения наблюдаемых γ -лучей. Они посчитали, что больший вклад от сверхновой исключен из-за наблюдаемой распространенности ^{27}Al и ограничений на образование в сверхновых ^{44}Ti , полученными из наблюдений γ -лучей.

В более поздней публикации [215] использовались данные о массе ^{27}Al на Солнце, среднее отношение производства $^{26}\text{Al}/^{27}\text{Al}$ из последних моделей сверхновой [181] и модель химической эволюции Галактики; авторы посчитали, что в сверхновых может производиться только 10–15 % наблюдаемого ^{26}Al . Предлагались и некоторые другие сценарии, в которых может производиться ^{26}Al , но реакции $^{26}\text{Al} + n$ не играют в них важной роли.

С другой стороны, полагалось, что весь или существенная часть наблюдаемого ^{26}Al могла возникнуть в других средах, это может представлять проблему для моделей сверхновых. Некоторые расчеты показали, что новая может играть существенную роль. Например, Вайс и Труран [212] рассчитали, что в новых может образоваться 1/3 наблюдаемого ^{26}Al . Используя другую модель, Нофар и др. [216] оценили, что новые могут поддерживать существование распространенности ^{26}Al в Галактике в количестве около $5 M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца). Это превышает современную лучшую оценку из наблюдений γ -лучей: 2–3 M_{\odot} . Наконец, Лейсинг [217] рассчитал, что новые могут быть единственным источником наблюдаемого ^{26}Al . Красные гиганты тоже были предложены в качестве источника большинства или всего наблюдаемого ^{26}Al . Ногард [218] изучал образование ^{26}Al в красных гигантах и сделал вывод о том, что они могут быть важными источниками, но не оценил их полного вклада в распространенность ^{26}Al в Галактике. Камерон [206] позднее оценил, что если 0,1 % или более межзвездного материала в Галактике проходит через красные гиганты, то возможно, что они могут быть главным источником ^{26}Al . Тем не менее, Форестини и др. [219] позднее оценили, что в красных гигантах образуется только $\sim 0,1\%$ M_{\odot} или 3–5 % полного количества ^{26}Al . Некоторые авторы указывали, что двухмерная карта γ -лучей от распада ^{26}Al в Галактике должна помочь в выборе места или комбинации областей, ответственных за образование ^{26}Al . Приборы на борту CGRO произвели первые карты такого типа. Первые продольные профили, полученные с помощью приборов COMPTEL, опубликованы Дилом и др. [188] и интерпретированы Пранцос [220] как определяющиеся первичной сверхновой и не зависящие от моделей сверхновых. Первая двухмерная карта [187] показывает очень усложненную структуру, которая должна стимулировать новые предположения и расчеты относительно первоначального ^{26}Al .

3.6. ^{22}Na , астрономия γ -лучей и неон- E -аномалия. В работе [191] было сделано предположение о том, что ^{22}Na является одним из лучших кандидатов для наблюдения с помощью телескопов γ -лучей. Более того, предполагалось, что наблюдение нескольких радиоизотопов от одиночного взрывного нуклеосинтеза должно наложить важные ограничения на модели взрывного нуклеосинтеза. Рассчитанные потоки от ближайших объектов взрывного нуклеосинтеза близки к порогу регистрации с помощью новейших γ -телескопов, но ^{22}Na не был обнаружен вне Солнечной системы. ^{22}Na может играть важную роль в объяснении происхождения так называемой неон- E -аномалии, которая

была обнаружена в некоторых метеоритах [192]. Эта аномалия, содержащая почти чистый ^{22}Ne , похоже, происходит от распада ^{22}Na , произведенного при взрывном нуклеосинтезе [221–223]. В некоторых сценариях взрывного нуклеосинтеза реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ и $^{22}\text{Na}(n, \alpha)^{19}\text{F}$ могут быть главными разрушающими механизмами для ^{22}Na . Поэтому знание сечений этих реакций должно быть важно для понимания происхождения неон- E -аномалии и для расчетов возможностей наблюдений ^{22}Na с помощью γ -телескопов и для интерпретации будущих наблюдений.

Первое измерение сечения реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ на нетепловых нейтронах выполнено Гледеновым и др. [21]. Эти данные показали, что реакция определяется резонансом вблизи 170 эВ. Также было показано, что сечение (n, p_1) много больше сечения, обусловленного переходами в основное состояние, как и в реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$. К сожалению, измерения [21] были ограничены энергией 1 кэВ и поэтому не могли использоваться прямо для астрофизических целей. Следующие измерения были сделаны Келером и О’Брином [4] в диапазоне энергии от тепловых до 35 кэВ. Эти данные согласуются с результатами [21] и дополнительно показывают, что резонанс при 170 эВ определяет сечение (n, p_1) , но никак не проявляется в канале (n, p_0) . Также было показано, что сечения (n, α) много меньше p_1 -сечения. Сечения реакции (n, p) показаны на рис. 9 и 10. Теоретическая оценка скорости реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ [133, 208] почти в 10 раз больше и так большой скорости реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$ (см. выше). Тем не менее, как видно из рис. 25, измеренная скорость очень сильно отличается от рассчитанной. В частности, измерения показали, что теоретическая оценка примерно в 5 раз выше экспериментальной при наибольшей измеренной температуре. Если эта разница между измеренной и теоретической скоростями реакции сохранится и при более высоких температурах, это приведет к существенному изменению в рассчитанном образовании ^{22}Na в сверхновых. Например, Уивер и Вусли [181] рассчитали, используя три различные модели звезд с начальными массами 15, 25 и 35 солнечных, что количество ^{22}Na от $4,4 \cdot 10^{-7}$ до $2,7 \cdot 10^{-6} M_{\odot}$ может образоваться, в основном, во взрывном нуклеосинтезе. Это примерно в 40–100 раз меньше, чем рассчитанное количество произведенного ^{26}Al . Однако из-за того, что они использовали в своих расчетах теоретическую оценку [208] для скорости реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$, можно было получить значительно переоцененное количество ^{22}Na . Расчеты, использующие новую, более низкую скорость реакции, нуждаются в понимании указанного фактора пятикратного уменьшения этой скорости. Для более полного обеспечения расчетов взрывного нуклеосинтеза, необходимы измерения реакции $^{22}\text{Na} + n$ при более высоких энергиях, чем достигнуты в предыдущих измерениях. Измерения Келера и О’Брина [4] были выполнены в LANSCE, когда этот источник работал при ограниченной ($\sim 24\%$ паспортной) интенсивности. С тех пор измерения проводятся уже при втрое большей интенсивности. Возможно, в

этих условиях и при использовании одного из новых детекторов, описанных выше, измерения при более высоких энергиях будут проведены. Возможно, что и источники моноэнергетических нейтронов или источники с максвелловским спектром нейтронов можно будет использовать для измерений при более высоких энергиях.

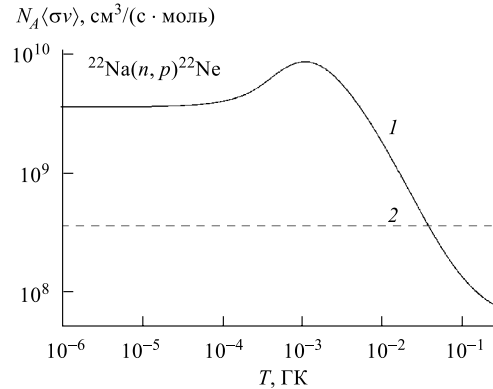


Рис. 25. Астрофизические скорости реакций для реакции $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$: кривая 1 рассчитана из данных [4]; кривая 2 — расчеты по статистической модели [133], совпадающие со скоростью реакции, полученной позднее в [208]

3.7. Реакция $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ и роль реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ как источника нейтронов для s -процесса. До недавнего времени наиболее известная модель s -процесса рассматривала звезды с промежуточной массой на асимптотической ветви гигантов (AGB) [224], где в качестве источника нейтронов бралась реакция $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$. Тем не менее новые расчеты s -процесса, основанные на моделях AGB звезд с небольшой массой [225–230], дали результаты, лучше согласующиеся с экспериментальными данными и возбудили новый интерес к реакции $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$ как главному источнику нейтронов для s -процесса. Однако в некоторых сценариях ^{14}N может действовать как сильный «отравитель» в цепи реакций, включающей нейтронный источник $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, делая эту цепь реакций больше потребителем, нежели поставщиком нейтронов. Также ^{14}N может играть определяющую роль в нуклеосинтезе ^{19}F . Астрофизическая среда, ответственная за происхождение этого изотопа, оставалась тайной в течение многих лет. Последние наблюдения [10] и расчеты [231] указывают, что основное количество ^{19}F может быть произведено в s -процессе. Альтернативно было предложено, что большинство ^{19}F , видимого в природе, было синтезировано при взрыве сверхновых благодаря ν -процессу [183].

В s -процессе значимость ^{14}N сильно зависит от величины усредненного по МБ сечения реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ при температурах около $kT = 20$ кэВ. Брем и др. [16] сделали первые прямые измерения абсолютных сечений при интересных для астрофизики температурах ($E_n = 25,0$ и $52,4$ кэВ), используя нейтронный источник с максвелловским спектром. Их результат при астрофизической скорости реакции и температурах s -процесса был примерно втрое меньше, чем скорость, использованная в более ранних расчетах нуклеосинтеза [157]. Из уменьшения скорости реакции, следующего из их измерений, авторы [16] сделали такие выводы: 1) ^{14}N играет меньшую роль как поглотитель нейтронов; 2) количество ^{14}C также уменьшится; 3) возможно образование значительного количества ^{15}N в течение s -процесса [232] (ранее считали, что ^{15}N образуется только в течение взрывного нуклеосинтеза [233, 234]).

Хотя данные [16] приводят к очень интересным астрофизическим выводам, они не согласуются с другими измерениями, на которых основывались ранее принятые скорости реакции [157]. При температурах s -процесса большинство предыдущих данных было получено в прямых измерениях [121] и инверсных измерениях [95] и [122]. Эти данные вместе с результатами измерений теплового сечения [235] показывают, что сечение в два–три раза больше, чем приведенное в [16]. Кроме того, в [16] указывали, что сечение имеет ход, близкий к $1/v$ вблизи 30 кэВ, тогда как другие измерения давали ход сечения, сильно отклоняющийся от формы $1/v$ при этих энергиях. К сожалению, измерения Брема и др. и другие прямые измерения [121] не перекрываются по энергии, а измерения обратной реакции зависят от проблем, связанных с толщиной мишени при этих низких энергиях.

В последующем в работах [14, 15] были проведены измерения хода сечения в диапазоне энергии от тепловых до 34,6 кэВ. Измеренная зависимость была близка к $1/v$, а после нормировки на измеренное тепловое сечение [235] величина сечения согласовывалась с более старыми данными при более высоких энергиях [95, 122], поддерживая принятые ранее (большие) скорости реакции [157]. Были также опубликованы новые измерения теплового сечения [8, 18], которые хорошо согласуются со старыми значениями [157]; таким образом, новые измерения подтвердили калибровку, использованную в работах [14, 15]. Наконец, выполненные на пучке фильтрованных нейтронов реактора измерения сечений реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ при энергиях 24,5; 53,5 и 144 кэВ [19] также согласуются с более высокой скоростью реакции. Данные вместе с сечениями, использованными для расчетов ранее принятых скоростей реакций, показаны на рис. 7. Видно, что все экспериментальные данные поддерживают ранее принятую скорость реакции [157], втрое превышающую скорость, рекомендованную в [16]. Следовательно, ^{14}N является потенциально сильным «отравителем» для нейтронов в течение s -процесса, а образование ^{15}N в s -процессе гораздо менее вероятно, нежели предполагалось в [16].

3.8. Реакция (n, α) и p -процесс. Механизм, благодаря которому были синтезированы мало распространенные в природе протон-избыточные изотопы элементов из области от средних до тяжелых A , называется p -процессом. Сейчас мало что известно о деталях, но кажется определенным, что p -изотопы образовались в высокотемпературной среде, возможно, в сверхновых или в поздних стадиях массивных звезд, где зародышевые ядра, полученные в предшествующем s -процессе, разрушаются посредством (γ, n) , (γ, α) и (γ, p) -реакций, ведущих к протон-избыточным изотопам [236–240]. Большее понимание процессов нуклеосинтеза в этих средах ведет к улучшению моделей звезд, способствует развитию смежных областей, такой, например, как происхождение изотопных аномалий в метеоритах [236]. Возможный вклад p -процесса в образование только s -изотопов интересен также для прецизионных тестов моделей s -процесса [241]. Статистическая модель ядра, в принципе, годится для расчетов скоростей этих реакций. Сравнение с данными по (n, γ) - и (p, γ) -реакциям показывает, что скорости этих реакций могут быть предсказаны в пределах фактора 2. В отличие от них (α, γ) -измерения указывают на то, что рассчитанные скорости реакций здесь могут расходиться на фактор 10 и более. Главной причиной этого, в частности, может быть слабое знание α -частичных потенциалов при таких низких энергиях. Эти неопределенности могут быть существенно уменьшены благодаря серии измерений при низкой энергии реакции (n, α) в широком диапазоне масс ядер. Имеется несколько причин для этого.

1) Величины Q реакций (n, α) таковы, что относительная энергия между α -частицей и дочерним ядром находится прямо в представляющем интерес для астрофизики диапазоне и нет необходимости в экстраполяции данных.

2) Несмотря на малые величины сечений можно ожидать, что в области $30 \leq A \leq 180$ имеется, по крайней мере, 30 нуклидов, доступных для измерений.

3) В отличие от (n_{th}, α) -данных появляется возможность протестировать энергетическую зависимость α -потенциала в достаточно широкой области энергии нейтронов (≈ 1 МэВ).

4) Недавнее изучение [238] показало, что рассчитанные скорости реакции (α, n) чувствительны к α -потенциалу, используемому в модели. По принципу детального баланса реакция (n, α) должна иметь такую же чувствительность. На рис. 26 показано отношение расчетов скоростей реакции (n, α) как функции масс, выполненных по двум статистическим моделям [242, 243]. Это отношение показывает такую же тенденцию, как и в [238].

Первое измерение из этой серии, в котором исследовалась реакция $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$, было выполнено недавно на ORELA [244]. Данные до энергии 500 кэВ вместе с сечениями, рассчитанными по трем статистическим моделям [242, 243, 245], часто используемым в астрофизических приложениях, приведены на рис. 27. Теоретические сечения нормированы на фактор,

данный на вставке. Самые старые расчеты Холмса и др. [243] лежат намного ближе к экспериментальным данным, нежели значительно более новые расчеты NON-SMOKER [242] или MOST [245], которые отличаются от экспериментальных данных на фактор 3 в противоположных направлениях. В работе [244] изучена чувствительность рассчитанных сечений реакции (n, α) к α -потенциалу и плотности уровней, примененных в модели. Было найдено, что основное различие (на фактор ~ 30) может быть за счет вариации потенциала и много меньше (на фактор $\sim 1,5$) из-за плотности уровней. Расширение таких исследований, можно надеяться, позволит подобрать параметры, необходимые для определения глобального α -потенциала, необходимого для астрофизических приложений.

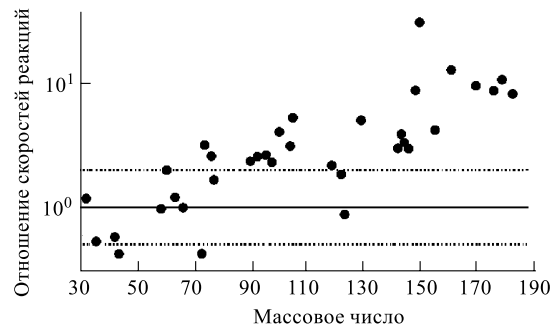


Рис. 26. Отношение скоростей реакции (n, α) при $kT = 30$ кэВ в зависимости от массового числа, рассчитанное по двум статистическим моделям: NON-SMOKER [242] и Холмс и др. [243]

3.9. Потребности в дополнительных измерениях реакций (n, p) и (n, α) для ядерной астрофизики. Имеется целый ряд сечений реакций (n, p) и (n, α) , важных для ядерной астрофизики, которые до сих пор еще не измерены или нуждаются в улучшении. В частности, сечения реакций $^{36,37,39}\text{Ar}(n, \alpha)^{33,34,36}\text{S}$ необходимы для лучшего понимания происхождения редкого изотопа ^{36}S . Нужны данные при температурах как s -процесса, так и взрывного нуклеосинтеза. Новые измерения весьма желательны, так как рассчитанные скорости реакций для ядер в этой области отличаются от измеренных в 2–10 раз. Главной помехой для проведения таких тщательных измерений является получение подходящих образцов. Для работы с газовыми мишенями требуется создание детектора, способного быстро восстанавливаться после вспышки источника белых нейтронов. Кроме того, для некоторых уже измеренных реакций, таких как $^{22}\text{Na}(n, p)^{22}\text{Ne}$ и $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$, необходимо расширить диапазон в сторону более высоких энергий. Наконец, нуждается в разрешении ситуация с различием измеренных сечений реакции $^{26}\text{Al}(n, p)^{26}\text{Mg}$.

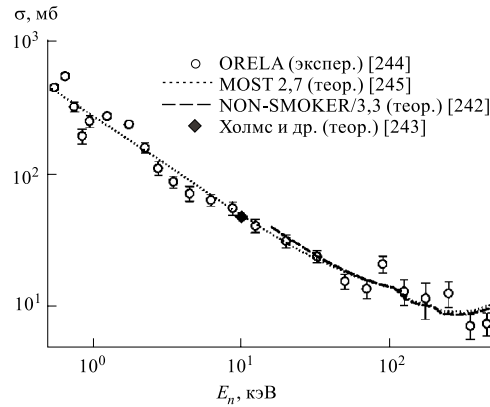


Рис. 27. Сечение реакции $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$ при энергии от 500 эВ до 500 кэВ. Теоретические расчеты нормированы на коэффициенты, указанные на рисунке

К другим измерениям, которые могут оказаться важными, относятся $^{44}\text{Ti}(n, p)^{44}\text{Sc}$, $^{44}\text{Ti}(n, \alpha)^{41}\text{Ca}$ и $^{56,57}\text{Co}(n, p)^{56,57}\text{Fe}$. Ядра-мишени этих изотопов часто предлагались в качестве кандидатов для наблюдений с помощью телескопов γ -лучей, и γ -лучи от $^{56,57}\text{Co}$ действительно наблюдались. Тем не менее реакции (n, p) и (n, α) не играют важной роли в современных теориях происхождения $^{56,57}\text{Co}$. Например, Уивер и Вусли [181] рассчитали, что прямое образование этих изотопов примерно в 100 раз меньше, чем не прямое от $^{56,57}\text{Ni}$. Тем не менее Q для этих реакций достаточно велики, сечения могут оказаться значительными, и поэтому эти реакции могут играть роль в альтернативных теориях.

Реакции $^{49,50}\text{V}(n, p)^{49,50}\text{Ti}$, как указано в [9], важны для расчетов взрывного нуклеосинтеза. Измерения возможны, если сечения соответствуют их теоретическим оценкам [9]. Тем не менее при тепловой энергии сечение реакции $^{50}\text{V}(n, p)^{50}\text{Ti}$, как получено в [89, 90], очень маленькое ((277 ± 42) и (710 ± 40) мкб соответственно). Реакция (n, p) может играть роль в нуклеосинтезе некоторых других ядер в этом диапазоне масс [9]. Имеется также еще несколько изотопов, таких как ^{59}Ni и ^{88}Y , которые имеют большое тепловое сечение или относительно большие величины Q для реакций (n, p) и/или (n, α) . Возможно, что реакции (n, p) и (n, α) могут играть роль в нуклеосинтезе этих ядер, но для большинства ядер тяжелее железа потенциальный барьер настолько велик, что эти сечения должны быть пренебрежимо малы по сравнению с преобладающей (n, γ) -реакцией.

Возможные исключения могут встретиться в α - и r -процессах. Так, в [252] изучали нуклеосинтез, происходящий в обогащенных нейтронами и α -частицами отвердениях, встречающихся в высокоэнтропийном возбужденном нейтрине «пузыре», который формируется и быстро расширяется между

поверхностью рождающейся нейтронной звезды и перекрывающейся звездной мантией в течение взрыва сверхновой типа II. В этом сценарии имеется много реакций (n, p) и (n, α) на ядрах в диапазоне $A \approx 80 \div 100$, влияющих на течение нуклеосинтеза. Тем не менее измерения большинства этих сечений могут оказаться крайне трудными из-за их малости. Более того, модель, по которой рассчитываются сечения, должна адекватно отражать наличие потенциального барьера, сильно подавляющего вылет частиц из реакции в интересующем нас энергетическом диапазоне, при высокой плотности уровней. На ряде стабильных и долгоживущих изотопов измерения могут быть выполнены, в некоторых случаях для повышения чувствительности эксперимента может быть использована и активационная методика.

Имеется также ряд (n, α) -сечений при энергии ~ 1 МэВ и выше, которые необходимо измерить, потому что обратные реакции, очень интересные для астрофизики, крайне трудно или невозможно измерить. Например, в [253] было измерено сечение реакции $^{11}\text{B}(n, \alpha)^8\text{Li}$ и использовано для определения скорости реакции $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$, которая считается важной на пути нуклеосинтеза тяжелых элементов в нестандартной модели Большого взрыва. Есть также несколько сечений (n, d) -реакций, необходимых при нуклеосинтезе в нестандартной модели Большого взрыва, которые могут быть измерены в обратных реакциях. Все эти инверсные измерения страдают, тем не менее, от того, что имеется возможность переходов в возбужденные состояния, сечения которых не могут быть измерены в обратной реакции, но они могут быть доминирующими для скорости реакции. Например, недавние прямые измерения реакции $^8\text{Li}(\alpha, n)^{11}\text{B}$ [254] показали, что сечения переходов на возбужденные состояния здесь явно преобладают.

В последнее время имеется прогресс в измерениях сечений реакции (n, γ) на радиоактивных или очень маленьких стабильных образцах. Активационная техника успешно использовалась в измерениях этих сечений [255–257]; она перспективна для будущих измерений. Так, (n, γ) -измерения на миллиграммовых образцах выполнены недавно [58] в энергетическом диапазоне от тепловых до 50 кэВ. Способность работать с такими маленькими образцами открывает возможность выполнения многих экспериментов на редких стабильных ядрах, важных для r -процесса [258] и s -процесса. Эта же методика может быть применена и для (n, γ) -измерений на радиоактивных образцах, имеющих очень низкую гамма-активность.

4. НАРУШЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЧЕТНОСТИ В РЕАКЦИЯХ (n, p) , (n, t) И (n, α)

Вскоре после обнаружения несохранения пространственной четности (НПЧ) в слабых взаимодействиях [260, 261], в соответствии с гипотезой

Фейнмана и Гелл-Манна [262] об универсальном характере слабого взаимодействия, начались поиски похожего эффекта в сильных взаимодействиях. Относительная величина слабого нуклон-нуклонного взаимодействия характеризуется безразмерным параметром F :

$$F = 4Gm_\pi^2/g_{\pi NN} \approx 3 \cdot 10^{-7}. \quad (11)$$

Здесь G — константа слабого взаимодействия (константа Ферми); $g_{\pi NN}$ — константа сильного взаимодействия в πNN -вершине; m_π — масса π -мезона.

После обнаружения Абовым и др. [263] P -нечетной асимметрии испускания γ -квантов в реакции захвата ядром ^{113}Cd поляризованного нейтрона началось интенсивное экспериментальное и теоретическое изучение P -нечетных эффектов в ядрах [264–269]. Изучались малонуклонные системы, для которых возможны детальные теоретические расчеты, необходимые для установления амплитуды слабого NN -взаимодействия, а также продолжался поиск новых P -нечетных эффектов в легких и тяжелых ядрах. Наблюдалась зависимость полных сечений от знака продольной поляризации протонов при их взаимодействии с p -, d -, He - и Be -мишенями [266, 270–272]. Были обнаружены эффекты НПЧ в нейтронно-оптических экспериментах: поворот плоскости поляризации поперечно поляризованных нейтронов [273, 274], асимметрия в пропускании продольно поляризованных нейтронов и асимметрия сечений захвата продольно поляризованных ядер [275–279]. Выполнен ряд измерений по поиску НПЧ-эффектов в реакциях (n, p) , (n, t) и (n, α) [294–297]. Наблюдался запрещенный по четности α -распад в ^{16}O [280] и зависимость дифференциального сечения реакции $^{19}\text{F}(p, \alpha)^{16}\text{O}$ от знака продольной поляризации протонов [281]. Найдена корреляция между спином и направлением осколка делящегося ядра и обнаружена P -нечетная асимметрия в делении ядер [282–284].

Современная интерпретация наблюдений основана на НПЧ NN -взаимодействий, которое появляется в результате обмена несколькими легкими мезонами (π , ρ и ω). В модели однобозонного обмена имеется шесть НПЧ мезон-нуклонных констант h_π^1 , $h_\rho^{\Delta T=0,1,2}$, $h_\omega^{\Delta T=0,1}$, соответствующих обмену мезонами с разными изменениями изоспина ΔT . Задачей исследователей является установление вклада различных компонент, которые вследствие несохранения изоспина в слабом NN -взаимодействии должны различаться в разных процессах.

Из-за малости параметра F (см. формулу (11)) выполнено немного экспериментов по поиску P -нечетных эффектов в абсолютно запрещенных по четности переходах, так как ожидаемая величина эффектов в таких измерениях $\cong F^2$. Большинство же экспериментов проведено по исследованию интерференции между ядерными состояниями с противоположной четностью, при этом искомые эффекты оказываются пропорциональными псевдоскалярному члену типа $(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})$, где $\boldsymbol{\sigma}$ — спин; \mathbf{p} — импульс частицы. Ожидаемая

величина эффектов в таких экспериментах $\cong F$. Тем не менее наблюдение и таких эффектов является сложной задачей и возможно практически лишь благодаря специфическому усилению в атомных ядрах на фактор $\sim 10^2-10^3$. В особенно благоприятных случаях, как, например, в экспериментах Алфименкова и др. [285, 286] по измерению полного нейтронного сечения в низкоэнергетических p -волновых резонансах, наблюдались эффекты НПЧ даже на уровне $10^{-2}-10^{-1}$.

Важным механизмом усиления в экспериментах с поляризованными нейтронами на ядрах средних и тяжелых масс является так называемое динамическое усиление [265], обусловленное быстрым ростом плотности уровней с энергией возбуждения ядра (расстояние между уровнями вблизи основного состояния $D \sim 0,1$ МэВ, тогда как в компаунд-ядре $D \sim 10$ эВ). Для двух уровней с одинаковыми спинами, но противоположными четностями, с энергиями E_i и E_j благодаря потенциалу слабого взаимодействия V_{PV} возникает смешивание этих состояний с коэффициентом смешивания

$$\alpha = \frac{M_{PV}}{D} = \frac{\langle i|V_{PV}|j \rangle}{E_i - E_j}, \quad (12)$$

где $M_{PV} = \langle i|V_{PV}|j \rangle$ — матричный элемент слабого взаимодействия, смешивающего состояния с противоположными четностями составного ядра i и j . С учетом того, что волновые функции усложняются с энергией возбуждения ядра, уменьшая перекрытие в матричном элементе на фактор $D^{1/2} \sim 10^2$, результирующий фактор усиления для α составляет $\sim 10^2$ [287]. Другим важным фактором усиления при низкой энергии нейтронов является кинематическое усиление, являющееся результатом интерференции либо входного, либо выходного каналов реакции. Его величина в случае смешивающихся близких s - и p -волновых резонансов $(\Gamma^s/\Gamma^p)^{1/2} \sim (kR)^{-1} \sim 10^3$. Подробный анализ факторов усиления дан в обзорах [265] и [288, 289].

Вопросы экспериментального и теоретического изучения несохранения пространственной четности в ядерных силах достаточно полно отражены в многочисленных обзорах [31, 269, 270, 286, 287, 290–292]. Ниже мы более подробно, чем в [31, 290, 291] обсудим современное состояние дел и перспективы изучения эффектов НПЧ в индуцированных нейтронами реакциях с вылетом заряженных частиц. По-видимому, впервые это явление было рассмотрено в работе [293]. В результате смешивания (слабым взаимодействием) нуклонов в ядрах состояний с одним и тем же моментом, но различными четностями, становится возможным испускание α -частиц с орбитальными моментами L и $L' = L \pm 1$. Если ядро в начальном состоянии поляризовано, то возникает асимметрия вылета α -частиц по отношению к направлению поляризации ядра:

$$W(\vartheta) = \text{const} (1 + a \cos \vartheta), \quad (13)$$

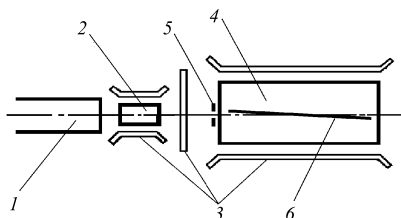
где θ — угол между векторами поляризации ядра и импульса α -частицы; a — коэффициент асимметрии. В качестве объекта исследования P -нечетной асимметрии вылета α -частицы в [293] были предложены две реакции на поляризованных тепловых нейтронах: ${}^6\text{Li} + n \rightarrow {}^7\text{Li}^* \rightarrow {}^3\text{H} + \alpha$ и ${}^{10}\text{B} + n \rightarrow {}^{11}\text{B}^* \rightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha$. Ожидаемый эффект в асимметрии α -частиц оценен авторами [293] по порядку величины 10^{-6} – 10^{-5} . Исследование указанных реакций представляет большой интерес, по крайней мере, по двум причинам: во-первых, обе приведенные выше реакции идут с большими сечениями на тепловых нейтронах (см. табл. 1), во-вторых, в них участвуют легчайшие ядра, допускающие детальный теоретический анализ. Однако целый ряд экспериментов [24, 294–297] не дал положительных результатов. Тем не менее, в связи с большой важностью задачи, мы вернемся к ней ниже.

4.1. Анизотропия протонов в реакции ${}^{35}\text{Cl}(n, p){}^{35}\text{S}$. Впервые P -нечетный эффект в реакции на нейтронах с вылетом заряженных частиц был обнаружен в реакции ${}^{35}\text{Cl}(n, p){}^{35}\text{S}$ на пучке поляризованных тепловых нейтронов реактора ВВР-М ПИЯФ и описан в работе объединенной группы ПИЯФ и ЛНФ ОИЯИ [298]. Здесь же был измерен P -четный эффект лево-правой асимметрии. Таким образом, в этой реакции проявляется P -нечетная и P -четная асимметрии вылета протонов вида (σk_p) и $(\sigma[\mathbf{k}_n \mathbf{k}_p])$ соответственно. Здесь и в дальнейшем σ — единичный вектор в направлении спина нейтрона, \mathbf{k}_n и \mathbf{k}_p — единичные векторы в направлении движения нейтрона и протона соответственно. В отличие от упомянутых выше реакций на легких ядрах с вылетом заряженных частиц, реакция ${}^{35}\text{Cl}(n, p){}^{35}\text{S}$, несмотря на относительно небольшое тепловое сечение 0,489 б (табл. 1), оказалась более подходящей для наблюдения эффекта НПЧ. Дело в том, что обнаружение НПЧ в реакции ${}^{35}\text{Cl}(n, \gamma){}^{36}\text{Cl}$ в интегральном спектре γ -квантов [299] и указание на наличие эффекта для выделенного γ -перехода 8,58 МэВ ${}^{36}\text{Cl}$ [300] свидетельствовало о сравнительно большой величине смешивания состояний компаунд-ядра разной четности и одного и того же спина, образующегося при захвате нейтрона. Это p -резонанс ($J^\pi = 2^-$) при энергии нейтрона $E_0 = 398$ эВ и s -резонанс ($J^\pi = 2^+$) при $E_0 = -180$ эВ [77]. Однако, как будет показано ниже, сама величина P -нечетной асимметрии зависит не только от значения матричного элемента слабого взаимодействия M_{PV} и параметров s - и p -волновых резонансов, но и амплитуд нейтронной и протонной ширин в p -волне по каналам с полным моментом $j = 1/2$ и $3/2$. Поэтому в работе [298] из экспериментальных значений коэффициентов P -нечетной и P -четной лево-правой асимметрии α_{PNC} и α_{LR} удалось извлечь только верхнюю оценку $M_{\text{PV}} > 3 \cdot 10^{-2}$ эВ.

В следующей работе той же группы [23] проведен более тщательный анализ выражений для коэффициентов асимметрии в представлении амплитуд протонных и нейтронных ширин с использованием результата [301], показавший, что нейтронный захват для p -резонанса в основном происходит

со спином канала 2 и получено значение $M_{PV} = 0,06$ эВ. Теоретическая погрешность в определении M_{PV} оценивается при этом в 20 %. Свободную от неопределенностей величину M_{PV} в случае ^{36}Cl , как было показано Зенкиным и Титовым [302], можно получить, проведя измерение еще одной P -четной асимметрии вида $(k_n k_p)$. Такое измерение было недавно проведено Гледеновым и др. [303] на пучке резонансных нейтронов реактора ИБР-30 в Дубне. Совместный анализ всех трех измеренных корреляций, сделанный в этой работе, дал величину $M_{PV} = (0,057 \pm 0,017)$ эВ, что подтверждает результат работы [23].

Эксперименты. Измерения на тепловых поляризованных нейтронах [23, 298] проводились на горизонтальном пучке реактора ВВР-М ПИЯФ. Длина нейтропровода 5,04 м, ширина и высота нейтропроводного канала составляют 8,5 и 60 мм соответственно. Средняя по спектру длина волны нейтронов $\bar{\lambda} = 2,7$ Å, поляризация пучка $P = 96\%$, интегральная интенсивность пучка поляризованных нейтронов составляла $6 \cdot 10^7$ с $^{-1}$. Непосредственно за поляризирующим нейтропроводом располагалась система переворота спина нейтрона относительно направления ведущего магнитного поля — адиабатический флиппер. Ведущее спин нейтрона магнитное поле тщательно «сшивалось» с остаточным рассеянным полем нейтропровода и с ведущим магнитным полем пропорциональной камеры (рис. 28). Протоны с энергией $E_p = 0,6$ МэВ из реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$



регистровались с помощью сдвоенной пропорциональной камеры, помещенной в корпус из дюралюминия. Размеры каждой из двух работающих на свою камеру мишеней составляли 1100×70 мм. Мишень представляла собой слой BaCl_2 толщиной 2 мг/см 2 , нанесенный на 50-мкм алюминиевую подложку. Мишени складывались подложками друг к другу и помещались в пучке под очень маленьким скользящим углом по направлению импульса нейтронов, полностью перекрывая выходное отверстие нейтропровода. Точный размер пучка 60×8 мм достигался благодаря коллиматору из ^6LiF , установленному на передней стенке корпуса камеры. Направление спина нейтронов менялось на противоположное каждые 2,8 с. Для устранения ложных эффектов каждые 12 ч проводился реверс ведущего магнитного поля на камере, что меняло знак эффекта, но не изменяло электромагнитных наводок. Эта методика позволила обойтись без деполяризатора и сократила время эксперимента. Использовался счетный метод регистрации импульсов от протонов.

Рис. 28. Схема экспериментальной установки ПИЯФ: 1 — поляризирующий нейтропровод; 2 — флиппер; 3 — катушки ведущего магнитного поля; 4 — пропорциональная камера; 5 — ^6LiF -коллиматор; 6 — мишень из Cl

Измерялась величина

$$\alpha = \frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}, \quad (14)$$

где N^\pm — интенсивность регистрируемых протонов при противоположных направлениях спина.

Было проведено два основных эксперимента, фоновый и ряд контрольных. В первом из основных искали P -нечетную асимметрию вылета протонов вида $W(\theta) \sim 1 + \alpha_{\text{PNC}}(\sigma \mathbf{k}_p)$, во втором — лево-правую асимметрию $W(\theta) \sim 1 + \alpha_{\text{LR}}(\sigma[\mathbf{k}_n \mathbf{k}_p])$. С учетом поправок на поляризацию пучка, $\cos \vartheta$ и фон были получены следующие значения коэффициентов корреляции: $\alpha_{\text{PNC}} = -(1,51 \pm 0,34) \cdot 10^{-4}$ и $\alpha_{\text{LR}} = -(2,40 \pm 0,43) \cdot 10^{-4}$.

Измерения P -четной корреляции «вперед-назад» вида $W(\theta) \sim 1 + \alpha_{\text{FB}}(\mathbf{k}_n \mathbf{k}_p)$ было проведено на пучке неполяризованных резонансных нейтронов реактора ИБР-30 ЛНФ ОИЯИ [303]. Энергия нейтронов измерялась по методу времени пролета. В качестве детектора протонов из реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ применялась плоская двухсекционная ИК с сетками. В одной из ее секций помещалась мишень NaCl толщиной $d = 0,5$ мг/см² и диаметром 200 мм, нанесенная на алюминиевую подложку толщиной 100 мкм, другая секция использовалась для измерения фона. Периодически (примерно через 12 часов) ИК поворачивалась ровно на 180°, чтобы плоскость мишеней всегда оставалась перпендикулярна пучку нейтронов. На рис. 29 приведены экспериментальные спектры протонов в направлениях «вперед» и «назад» вместе с измерениями фона, полученные в одной из (60 + 60)-часовых серий измерений. Искомая корреляция получалась из числа зарегистрированных отсчетов протонов из реакции в нескольких энергетических окнах для нейтронов за вычетом фона по формуле (13), в которой вместо $N^{+(-)}$ стоят $N^{\text{F(B)}}$. Величина искомого коэффициента асимметрии «вперед-назад» в интервале $E_n = 150 \div 260$ эВ, в котором ожидаемый эффект максимален (см. ниже), равна $\alpha_{\text{FB}} = 0,17 \pm 0,03$. Кроме того, в работе [303] измерены величины α_{FB} для интервала $E_n = 0,5 \div 10$ эВ, где эффект должен быть значительно меньше, а статистика существенно выше, и в пределах резонанса при $E_n = 398$ эВ с ожидаемым нулевым эффектом, соответственно, $0,03 \pm 0,005$ и $0,003 \pm 0,006$. К сожалению авторам [303] не удалось измерить α_{FB} в интервале $E_n = 500 \div 800$ эВ, так как он лежит на экспериментальном времяпролетном спектре в непосредственной близости от области влияния вспышки реактора.

Анализ результатов. P -нечетные эффекты в реакциях на медленных нейтронах описывают на основе смешивания по четности на стадии составного ядра [304, 305]. Слабое взаимодействие приводит к появлению примесной P -волны в компаунд-состоянии, образованном в результате захвата s -нейтрона.

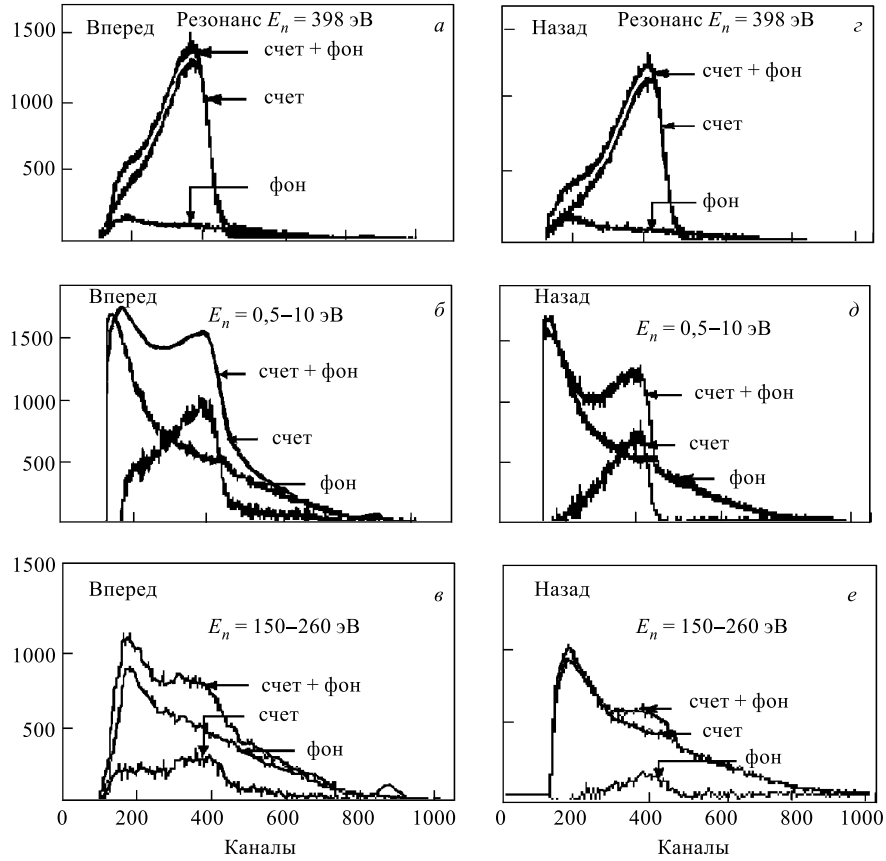
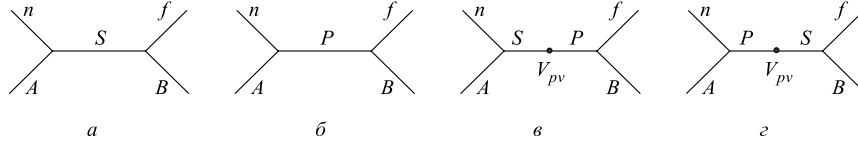


Рис. 29. Амплитудные спектры протонов из реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ в направлении «вперед» (а, б, в) и «назад» (z, д, е) в различных интервалах энергии нейтронов

Для расчетов коэффициентов корреляций α_{PNC} , α_{LR} и α_{FB} в [23, 303] использовалась модель смешивающихся компаунд-состояний, развитая для описания анизотропии γ -переходов в работах Сушкова и Фламбаума [306,289] и адаптированная для случая испускания протонов в [307]. Подробные расчеты для реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ выполнены в работах [23, 303, 307–309]. На рис. 30 приведены диаграммы процессов, интерференция между которыми задает P -четные и P -нечетные асимметрии. P -четные амплитуды, соответствующие S - и P -волновым захватам, определяются графиками, изображенными на рис. 30, а и б соответственно:

$$f_1 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p|H_S|S\rangle\langle S|H_S|n\rangle}{E - E_S + i(\Gamma_S/2)}, \quad (15)$$

Рис. 30. Амплитуды (n, p) -реакции при захвате медленного нейтрона ядром

$$f_2 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p|H_S|P\rangle\langle P|H_S|n\rangle}{E - E_P + i(\Gamma_S/2)}. \quad (16)$$

Здесь E и k — энергия и импульс нейтрона; $E_{S(P)}$ и $\Gamma_{S(P)}$ — энергия и ширина ближайшего $S(P)$ -резонанса; H_S — оператор остаточного взаимодействия, приводящего к захвату нейтрона и испусканию протона. Для P -нечетных амплитуд можно написать выражения (рис. 30, в, г):

$$f_3 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p|H_S|P\rangle\langle P|H_W|S\rangle\langle S|H_S|n\rangle}{(E - E_P + i(\Gamma_P/2))(E - E_S + i(\Gamma_S/2))}, \quad (17)$$

$$f_4 = -\frac{1}{2k} \frac{\langle p|H_S|S\rangle\langle S|H_W|P\rangle\langle P|H_S|n\rangle}{(E - E_P + i(\Gamma_P/2))(E - E_S + i(\Gamma_S/2))}. \quad (18)$$

Дифференциальное сечение реакции (n, p) :

$$d\sigma/d\Omega = |f|^2 = |f_1 + f_2 + f_3 + f_4|^2. \quad (19)$$

Интерференция амплитуд приводит к возникновению различных корреляций в дифференциальном сечении. Так, например, асимметрия «вперед-назад» в испускании частиц возникает из-за интерференции амплитуд f_1 и f_2 при захвате ядром неполяризованных нейтронов:

$$|f|^2 = |f_1|^2 + |f_2|^2 + 2 \operatorname{Re} f_1 f_2^* \sim 1 + \alpha_{\text{FB}} \cos \theta, \quad (20)$$

где $\cos \theta = \mathbf{k}_n \mathbf{k}_p$; $\alpha_{\text{FB}} = (d\sigma/d\Omega(\theta = 0) - d\sigma/d\Omega(\theta = \pi))/(d\sigma/d\Omega(\theta = 0) + d\sigma/d\Omega(\theta = \pi))$.

Левая-правая асимметрия возникает при интерференции тех же амплитуд f_1 и f_2 , но при захвате поляризованных нейтронов:

$$|f|^2 = |f_1|^2 + |f_2|^2 + 2 \operatorname{Re} f_1 f_2^* + 2 \operatorname{Im} f_1 f_2^* \sim 1 + \alpha_{\text{FB}} \cos \theta + \alpha_{\text{LR}} \sin \theta \sin \Phi, \quad (21)$$

где $\sin \theta \sin \Phi = \sigma[\mathbf{k}_n \mathbf{k}_p]$; θ и Φ — полярный и азимутальный углы единичного вектора \mathbf{k}_p ; $\alpha_{\text{LR}} = (d\sigma/d\Omega(\Phi = \pi/2) - d\sigma/d\Omega(\Phi = 3\pi/2))/(d\sigma/d\Omega(\Phi = \pi/2) + d\sigma/d\Omega(\Phi = 3\pi/2))$.

Интерференция амплитуд f_1 , f_3 и f_2 , f_4 приводит к возникновению P -нечетных корреляций:

$$|f|^2 = |f_1|^2 + |f_2|^2 + 2 \operatorname{Re} f_1 f_2^* + 2 \operatorname{Im} f_1 f_2^* + 2 \operatorname{Re} f_1 f_3^* + 2 \operatorname{Re} f_2 f_4^* \sim 1 + \alpha_{\text{FB}} \cos \theta + \alpha_{\text{LR}} \sin \theta \sin \Phi + \alpha_{\text{PNC}} \cos \Phi, \quad (22)$$

где $\cos \Phi = \sigma \mathbf{k}_p$; $\alpha_{\text{PNC}} = (d\sigma/d\Omega(\Phi = 0) - d\sigma/d\Omega(\Phi = \pi))/(d\sigma/d\Omega(\Phi = 0) + d\sigma/d\Omega(\Phi = \pi))$.

Из выражений (20)–(22) видно, что, в принципе, все амплитуды и их интерференционные члены дают вклад в дифференциальное сечение. Поэтому условия эксперимента подбираются таким образом, чтобы только измеряемая корреляция была максимальной, а возможные другие эффекты давали как можно меньший вклад.

Упрощая общие выражения из работ [302, 307, 309] для α_{LR} и α_{PNC} в случае захвата теплового поляризованного нейтрона, можно для коэффициентов асимметрий получить следующие выражения:

$$\alpha_{\text{FB}} = \pm \frac{(\Gamma_S^n \Gamma_S^p \Gamma_P^n \Gamma_P^p)^{1/2}}{\Gamma_S^n \Gamma_S^p [P] + \Gamma_P^n \Gamma_P^p [S]} u_{\text{FB}}(E) (X_n - Y_n) (X_p - Y_p), \quad (23)$$

$$u_{\text{FB}} = \left[(E - E_S)(E - E_P) + \frac{\Gamma_P \Gamma_S}{4} \right] \cos(\Delta\varphi) - \left[(E - E_S) \frac{\Gamma_P}{2} - (E - E_P) \frac{\Gamma_S}{2} \right] \sin(\Delta\varphi_{SP}), \quad (24)$$

$$\alpha_{\text{LR}} = \frac{E_S}{E_P} \left(\frac{\Gamma_P^p \Gamma_P^n}{\Gamma_S^p \Gamma_S^n} \right)^{1/2} (X_p - Y_p) \left(X_n + \frac{Y_n}{2} \right) \sin(\Delta\varphi_{SP}), \quad (25)$$

$$\alpha_{\text{PNC}} = \frac{M_{PV}}{E_P} \left(\frac{\Gamma_P^p}{\Gamma_S^p} \right)^{1/2} (X_p - Y_p) \sin(\Delta\varphi_{SP}). \quad (26)$$

Здесь $\Gamma_{S(P)}^{n(p)}$ — нейтронные (протонные) ширины s - и p -резонансов, $[S] = (E - E_S)^2 + (\Gamma_S)^2/4$; $[P] = (E - E_P)^2 + (\Gamma_P)^2/4$; $\Delta\varphi_{SP}$ — разность фаз кулоновского взаимодействия в s - и p -состояниях; $X_{p(n)}, Y_{p(n)}$ — относительные амплитуды протонных (нейтронных) ширин по каналам с полным моментом $j = 1/2$ и $3/2$ соответственно:

$$X_{p(n)} = \pm (\Gamma_{p(n)}^{j=1/2} / \Gamma_{p(n)})^{1/2}, \quad Y_{p(n)} = \pm (\Gamma_{p(n)}^{j=3/2} / \Gamma_{p(n)})^{1/2}, \\ X_{p(n)}^2 + Y_{p(n)}^2 = 1, \quad (27)$$

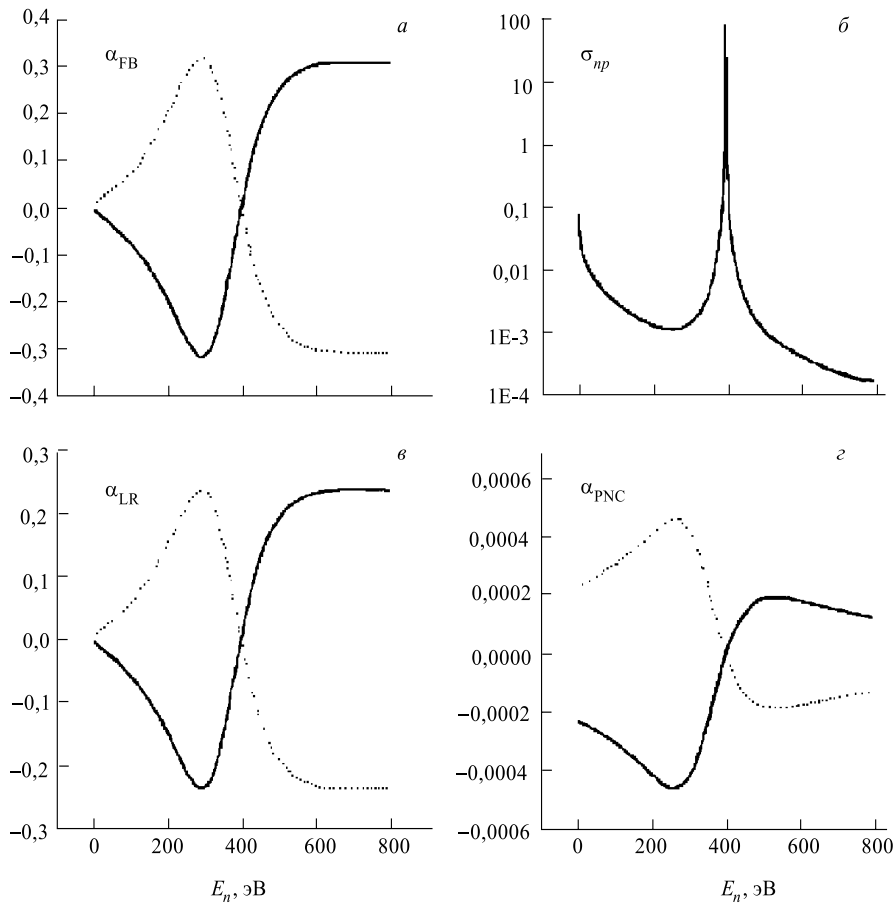


Рис. 31. Энергетическая зависимость эффектов FB (а), LR (е), PNC (z) и сечения (б) в реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$

$$\Delta\phi_{SP} = \varphi_{l+1} - \varphi_l = \arctg(Ze^2/\hbar v_p).$$

Расчеты дают $\Delta\varphi_{SP} = 1,27$ рад, параметры нейтронных резонансов взяты из атласа [77] с учетом новых данных по протонным ширинам из [12, 139].

При совместном решении уравнений (23)–(27) в работе [302] было получено значение матричного элемента слабого взаимодействия $M_{PV} = (57 \pm 17)$ мэВ. Ранее в работе [23] почти такое же значение $M_{PV} = (60 \pm 20)$ мэВ было получено при решении тех же уравнений, только вместо (23) использовались результаты [301]; нейтронная ширина p -резонанса для спин-канала

$S = 1$, $\Gamma_n^{S=1} = 0$, а также формулы (25) и (26) записаны в представлении амплитуд протонных и нейтронных ширин.

На рис. 31 приведены результаты расчетов указанных трех корреляций и сечения реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$, выполненные в работе [309], в диапазоне энергии нейтронов до 1 кэВ.

4.2. Поиск НПЧ-эффектов в реакциях с поляризованными нейтронами на легких ядрах. P -нечетные эффекты в малонуклонных системах и легких ядрах мало усилены и их ожидаемая величина $\sim F \sim 10^{-7}$. Возможность экспериментального определения констант слабого взаимодействия делает измерения P -нечетных эффектов актуальными. Результаты проведенных к настоящему времени измерений коэффициентов как P -нечетной, так и лево-правой асимметрии на легких ядрах приведены в табл. 5. Из нее видно, что P -нечетная асимметрия при испускании заряженных частиц в исследованных ядрах не обнаружена. Тем не менее приведем здесь последние результаты работ [24, 310], в которых, во-первых, достигнута рекордная на сегодня точность на уровне $5 \cdot 10^{-8}$, во вторых, сейчас имеются реальные предпосылки для проведения аналогичных измерений с точностью до $(0,5-1) \cdot 10^{-8}$. Ниже речь пойдет об изучении реакций $^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$ и $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$.

Таблица 5. Значения или верхние пределы коэффициентов P -нечетной асимметрии α_{PNC} и лево-правой асимметрии α_{LR}

Реакция	$\alpha_{\text{PNC}}, 10^{-6}$	Ссылка	$\alpha_{\text{LR}}, 10^{-6}$	Ссылка
$^3\text{He}(n, p)^3\text{He}$	$< 1,2$	[295]	$-0,34 \pm 0,57$	[295]
$^6\text{Li}(n, \alpha)^3\text{H}$	$< 1,4$ $-0,064 \pm 0,055$	[296] [24]	95 ± 4	[294]
$^{10}\text{B}(n, \alpha_0)^7\text{Li}$	< 16 < 8 $< 3,7$ $0,34 \pm 0,67$	[295] [296] [297] [24]	77 ± 6	[295]
$^{10}\text{B}(n, \alpha_1)^7\text{Li}^*$	$< 3,8$ $< 1,5$ $< 0,61$ $-0,25 \pm 0,16$	[295] [296] [297] [24]	$-2,8 \pm 1,4$ $-10 \pm 1,5$	[295] [295]
$^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$	7 ± 12	[23]	66 ± 18	[23]
$^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$	-151 ± 34	[23]	-240 ± 43	[23]

Измерения. Измерения проводились на вертикальном канале реактора ВВР-М ПИЯФ с интегральной интенсивностью холодных поляризованных нейтронов $N \sim 3 \cdot 10^{10} \text{ с}^{-1}$, длиной волны $\lambda = 4,5 \text{ \AA}$ и с поляризацией

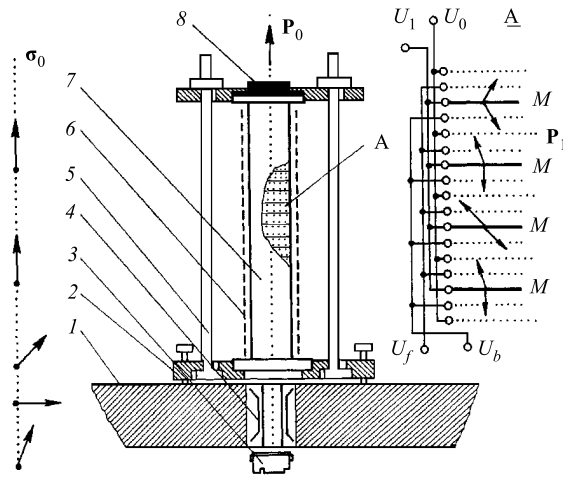


Рис. 32. Расположение экспериментальной аппаратуры на крышке надреакторной камеры: 1 — крышка; 2 — стол для сборки; 3 — полярирующий нейтронпровод; 4 — высокочастотный флиппер; 5 — система фиксации сборки; 6 — соленоид ведущего спин нейтрона магнитного поля; 7 — сборка пропорциональных камер, ${}^6\text{LiF}$ -поглотитель нейтронов. На разрезе \underline{A} показан один модуль, содержащий четыре двойные камеры [44]

$P_n = 0,8$ [24]. Размеры пучка в центре детектора составляли 30×100 мм, общий наклон пучка не превышал $7 \cdot 10^{-3}$. Изменение поляризации в пучке осуществлялось адиабатическим флиппером. Так как в исследуемых реакциях обнаружены достаточно большие лево-правые асимметрии вида $W_{LR} = 1 + \alpha_{LR}(\sigma[\mathbf{k}_n \mathbf{k}_p])$, в экспериментах использовалась геометрия $\sigma \parallel \mathbf{k}_n \parallel \mathbf{k}_p$. При точности установки указанных векторов не хуже 10^{-2} , фактор уменьшения лево-правой асимметрии не меньше 10^{-4} , то есть возможный вклад лево-правой асимметрии в P -нечетный эффект не превышает 10^{-8} . Используемый детектор состоит из 24 двойных ИК, содержащих 48 мишеней (рис. 32). Одна половина двойной ИК регистрировала заряженные частицы, вылетающие по импульсу пучка, другая — против импульса, поэтому искомым эффектом в них имеет разные знаки. Это используется для компенсации флуктуаций мощности реактора. Детально этот и другие вопросы методики описаны в [44]. Все сигнальные выходы половинок ИК, имеющих эффект одного знака, были объединены для работы на один предусилитель. Детектор работал в ионизационном режиме с интегральным съемом информации, то есть в режиме регистрации тока. Литиевые мишени представляли собой слои ${}^6\text{LiF}$ толщиной 400–600 мкг/см², напыленные на алюминиевые подложки толщиной 20 мкм. В каждой из 24 ИК использовались две мишени, сложенные подложками.

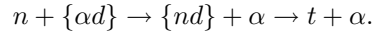
Слой бора на аналогичные подложки толщиной 50–200 мкг/см² наносились после испарения ацетона из тонкодисперсной взвеси бора в ацетоне. Для создания необходимого телесного угла вылета заряженных частиц и поглощения тяжелого продукта реакции в камере создавался нечувствительный газовый промежуток или на мишени наклеивалась тонкая алюминиевая фольга. Полностью снаряженный детектор конвертирует в заряженные частицы 80–90 % падающего пучка нейтронов. Для компенсации возможных ложных эффектов от электромагнитных наводок несколько раз в сутки менялось направление ведущего магнитного поля. Результаты обработки статистики, накопленной примерно за 20 суток измерений как ⁶Li, так и ¹⁰B, приведены в табл. 5.

Реакция ⁶Li(n, α)³H. Из таблиц с характеристиками уровней ядра ⁷Li [77, 101] видно, что единственной подходящей парой резонансов для возникновения P -нечетной асимметрии в модели SP -интерференции являются s -резонанс ($E_S = 2490$ кэВ, $J^\pi = 3/2^+$, $\Gamma = 3450$ кэВ, $\Gamma_n = 3000$ кэВ, $\Gamma_\alpha = 450$ кэВ) и p -резонанс ($E_S = 2190$ кэВ, $J^\pi = 3/2^-$, $\Gamma = 2240$ кэВ, $\Gamma_n = 150$ кэВ, $\Gamma_\alpha = 2090$ кэВ), причем 80 % сечения реакции приходится на резонанс со спином $1/2^+$ (см. п. 2.2). Выражение для оценки коэффициента P -нечетной асимметрии в случае тепловых нейтронов [293, 24] имеет вид

$$\alpha_{\text{PNC}} \approx \left(\frac{\Gamma_P^\alpha}{\Gamma_S^\alpha} \right)^{1/2} \frac{E_P \cos \Delta\varphi_{SP} + (\Gamma_P/2) \sin \Delta\varphi_{SP}}{E_P^2 + \Gamma_P^2/4} \frac{\sigma_\alpha^{J=3/2}}{\sigma_\alpha^{\text{tot}}} M_{PV} A_F^J. \quad (28)$$

Для одночастичного матричного элемента со слабым взаимодействием M_{PV} порядка 0,1–1 эВ, спиновым фактором A_F^J порядка единицы с поправкой на вклад в полное сечение можно получить $\alpha_{\text{PNC}} \sim 10^{-8} - 10^{-7}$.

Другая оценка α_{PNC} , исходящая из кластерной структуры ядер ⁶Li и ⁷Li, сделана в [311]. Авторы рассмотрели реакцию ⁶Li(n, α)³H, исходя из кластерной модели, как трехчастичную реакцию подхвата:



Решение этой задачи привело к оценке

$$\alpha_{\text{PNC}} = \left(2f_\pi - \frac{4}{15}h_\rho^0 \right) \frac{\sqrt{\bar{k}_n^2}}{m}.$$

Здесь f_π и h_ρ^0 — константы слабого взаимодействия, m — масса нуклона; \bar{k}_n^2 — среднеквадратичный импульс нейтрона в ядре (25–30 МэВ). При «лучших» значениях констант в стандартной модели слабых взаимодействий [267] $f_\pi = 4,6 \cdot 10^{-7}$ и $h_\rho^0 = -11,4 \cdot 10^{-7}$ было получено $\alpha_{\text{PNC}} \approx (-0,06h_\rho^0 + 0,45f_\pi) \sim 3 \cdot 10^{-7}$. В работе [269] константы несколько меньше и рассчитанное с ними значение $\alpha_{\text{PNC}} = 1 \cdot 10^{-7}$. Используя экспериментальную оценку α_{PNC} и теоретическое значение константы h_ρ^0 , можно получить ограничения на константу слабого взаимодействия: $f_\pi = -(0,09 \pm 1,2) \cdot 10^{-7}$.

Наиболее точная оценка константы f_π была получена из измерений циркулярной поляризации γ -квантов в ^{18}F : $f_\pi = 0,3_{-0,3}^{+1,0} \cdot 10^{-7}$, откуда также следует, что величина слабой константы нейтрального тока меньше «лучшего» значения.

Дальнейшее повышение точности эксперимента в реакции $^6\text{Li}(n\alpha)^4\text{He}$ может дать более сильное ограничение на константу f_π , чем любые другие измерения, выполненные до сих пор. С появлением источников медленных поляризованных нейтронов с интенсивностью $\sim 10^{11}$ становится реальным проведение эксперимента с точностью до $1 \cdot 10^{-8} - 5 \cdot 10^{-9}$.

Реакция $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$. В этой реакции проявляются две группы α -частиц, отвечающих переходам в основное и первое возбужденное состояние ^7Li : α_0 ($E_\alpha = 1780$ кэВ) и α_1 ($E_\alpha = 1470$ кэВ), поэтому необходимо оценивать P -нечетные эффекты отдельно для каждой α -линии. По модели SP -интерференции [304] для возникновения P -нечетной асимметрии необходимо смешать s - и p -резонансы с одинаковым спином. Как видно из [77, 80, 119, 120], имеется такая пара резонансов: s -резонанс ($E_S = 170$ кэВ, $J^\pi = 5/2^+$, $\Gamma = 300$ кэВ, $\Gamma_n = 4$ кэВ, $\Gamma_{\alpha 0} = 296$ кэВ, $\Gamma_{\alpha 1} = 0$) и p -резонанс ($E_P = 530$ кэВ, $J^\pi = 5/2^-$, $\Gamma = 201$ кэВ, $\Gamma_n = 31$ кэВ, $\Gamma_{\alpha 0} = 80$ кэВ, $\Gamma_{\alpha 1} = 90$ кэВ). Так как s -резонанс имеет $\Gamma_{\alpha 1} = 0$, для этой линии P -нечетная асимметрия, связанная с входным каналом, отсутствует. P -нечетный эффект при этом может проявляться только на линии α_0 . Для тепловых нейтронов его оценка приводит к выражению, похожему на (26) [312], и составляет $\alpha_{\text{PNC}}^{\alpha 0} \sim 10^{-7} - 10^{-6}$. Возможно нарушение четности в выходном канале при смешивании по четности первого возбужденного состояния ^7Li при $E_x = 0,477$ МэВ, $J^\pi = 1/2^-$ и уровня при $E_x \sim 7$ МэВ, $J^\pi = 1/2^+$, при этом эффект может наблюдаться и на α_1 -линии. Оценка эффекта составляет $\alpha_{\text{PNC}} \sim 5 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}$. Аналогичную оценку можно провести и для выходного канала линии α_0 , где к основному состоянию ^7Li с $J^\pi = 3/2^-$ примешивается уровень при $E_x \sim 9,9$ МэВ, $J^\pi = 3/2^+$. При этом эффект $\alpha_{\text{PNC}} \sim 10^{-8} - 10^{-7}$, что много меньше ожидаемого эффекта за счет входного состояния $\alpha_{\text{PNC}}^{\alpha 0}$. Отсюда видно, что достигнутая сейчас экспериментальная точность (табл. 5) много меньше необходимой. Наличие двух групп α -переходов сильно затрудняет интерпретацию данных. Несмотря на то, что P -нечетный эффект, возникающий на линии α_1 , должен хорошо рассчитываться, например, по кластерной модели, наличие малоинтенсивной линии α_0 ограничивает точность в полном эксперименте. Необходимо отметить, что приведенные выше оценки не являются достаточно надежными. Дело тут не только в пренебрежении спиновым фактором и незнании величины матричного элемента слабого взаимодействия. Как отмечалось ранее, вопрос о наличии в легких ядрах широких резонансных состояний не столь ясен и их существование признается не всеми авторами.

Проблема поиска величин мезонных констант слабого взаимодействия является одним из основных вопросов теории НПЧ в ядерных системах. Во всех случаях реакций с нейтронами на достаточно тяжелых ядрах, где удалось благодаря наличию механизмов усиления обнаружить НПЧ-эффект, извлечение констант представляется весьма проблематичным. Область ядер в диапазоне $10 \leq A \leq 21$ считалась наиболее подходящей для таких поисков. Однако количество ядер, где имеются механизмы усиления, достаточно мало, кроме того, практически исчерпаны возможности улучшения точности эксперимента. В связи с этим исследование НПЧ-переходов, по-видимому, необходимо проводить на предельно легких ($A < 10$) ядрах, в которых, можно предположить, обсуждаемые эффекты можно выделить на фоне ядерного и кулоновского взаимодействий. Однако здесь имеется ряд проблем, обусловленных следующими обстоятельствами: во-первых, отсутствием близких по энергии уровней с одинаковым моментом, но противоположной четностью, близость которых обуславливает механизм усиления эффекта; во-вторых, условиями регистрации продуктов реакции; в-третьих, возможностью его теоретической интерпретации в терминах НПЧ NN -потенциала. Здесь в последние годы наметился существенный прогресс. Группа Чувильского в НИИЯФ МГУ занимается построением высокоточной теории НПЧ-эффектов в прямых и резонансных ядерных реакциях на легких ядрах. В работе [310] начато изучение реакции $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \xrightarrow{\gamma(M1)} ^7\text{Li}$. При этом измеряется P -нечетная асимметрия вылета γ -кванта при разрядке первого возбужденного уровня ядра ^7Li , заселяемого в результате α -распада компаунд-ядра $^{11}\text{B}^*$, возбужденного при захвате поляризованного медленного нейтрона, на основное состояние. Здесь же приведены предварительные вычисления решения задачи примешивания к волновой функции дискретного уровня компонент волновых функций непрерывного спектра и показано, что существенный вклад в НПЧ вносят нейтральные слабые токи. Для P -нечетной асимметрии получена формула

$$\alpha_{\text{PNC}}^{\gamma} = -0,078h_{\pi} + 0,028h_{\rho}^0 + 0,010h_{\rho}^1 + 0,015h_{\omega}^0 + 0,014h_{\omega}^1.$$

Эта величина имеет значения: $\alpha_{\text{PNC}}^{\gamma} = -4,17 \cdot 10^{-8}$ для набора констант Дубовика–Зенкина [269] и $\alpha_{\text{PNC}}^{\gamma} = -7,24 \cdot 10^{-8}$ для «лучших» значений констант из работы [267]. Величина вклада нейтральных токов при этом составляет 30,6 и 51,9 % для вышеуказанных наборов констант соответственно. При ожидаемой точности эксперимента на современных источниках поляризованных нейтронов лучше 10^{-8} успешные поиски НПЧ-эффектов на легких ядрах представляются вполне реальными.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В представленном обзоре приведены результаты исследования индуцированных тепловыми и резонансными нейтронами реакций с вылетом заряженных частиц. При этом большее внимание уделено измерениям, выполненным на радиоактивных и небольших по числу ядер стабильных образцах. Подробно рассмотрены вопросы, связанные с выяснением роли этих реакций в процессе нуклеосинтеза во Вселенной и нарушения пространственной четности в нейтронных реакциях с вылетом заряженных частиц. Показано, что новые нейтронные данные необходимы для тестирования и улучшения моделей астрофизических объектов, таких как красные гиганты и сверхновые, что способствует выяснению вопроса о происхождении химических элементов.

Первое обнаружение P -нечетного эффекта в реакции испускания легкой заряженной частицы после захвата поляризованных нейтронов — P -нечетной асимметрии вылета протонов в реакции $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ дополнено измерением P -четных асимметрий. Это позволило получить свободную от неопределенностей информацию о величине матричного элемента слабого взаимодействия, смешивающего состояния компаунд-ядра ^{36}Cl . Расчеты, выполненные в рамках модели смешивающихся компаунд-состояний, показали, что она хорошо описывает рассматриваемые процессы. Тем не менее для анализа энергетической зависимости коэффициентов корреляций требуются более детальные экспериментальные данные в более широком диапазоне энергии нейтронов. Ситуация с исследованиями нарушающих пространственную четность эффектов в нейтронных реакциях с экстремально легкими ядрами представляется более сложной как со стороны эксперимента, так и развития теории. Однако создание методики эксперимента, позволяющей регистрировать эффект на уровне $\sim 5 \cdot 10^{-9}$ и пучок поляризованных тепловых нейтронов с интенсивностью $\sim 10^{11} \text{ с}^{-1}$ вселяют известный оптимизм.

Недавно проведенные на ORELA в Ок-Ридже измерения реакций $^{147}\text{Sm}(n, \alpha)^{144}\text{Nd}$, $^{143}\text{Nd}(n, \alpha)^{140}\text{Ce}$, $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$ и $^{59}\text{Ni}(n, p)^{59}\text{Co}$, а также объявленные программы исследований на ORELA, n -TOF — нейтронном источнике в ЦЕРН и ИРЕН в Дубне и строительство и развитие испарительных (spallation) нейтронных источников в Лос-Аламосе, Ок-Ридже и Троицке, позволяют надеяться, что мы стоим на пороге нового витка интереса к измерениям нейтронных реакций с вылетом заряженных частиц. Вместе с ядерными данными, необходимыми для астрофизики, существенное расширение энергетического диапазона, круга исследуемых ядер, повышение точности измерений могут дать много новой информации о структуре ядер и механизме реакций. Отметим, что расширение области исследований на «белых» источниках резонансных нейтронов до 100 кэВ–1 МэВ дает надежную «сшивку» с данными по этим реакциям, полученными на источниках быстрых нейтронов,

позволяя проследить, как меняется с энергией нейтрона механизм реакции для различных ядер.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Koehler P. E. et al. // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 917.
2. Koehler P. E., Graff S. M. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 2788.
3. Schatz H. et al. // Astrophys. J. 1993. V. 413. P. 750.
4. Koehler P. E., O'Brien H. A. // Phys. Rev. C. 1988. V. 38. P. 2019.
5. Auchampaugh G. F. et al. // Phys. Rev. C. 1975. V. 12. P. 1126.
6. Wagemans C., Weigmann H., Barthelemy R. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 469. P. 497.
7. Popov Yu. P., Gledenov Yu. M. // Nuclei in the Cosmos: Proc. of the Second Intern. Symp. on Nucl. Astrophysics, Karlsruhe, Germany, July 6–10, 1992. Bristol; Philadelphia. P. 233.
8. Wagemans C. et al. // Nuclear Data for Science and Technology. Berlin, 1992. P. 638.
9. Howard W. M. et al. // Astrophys. J. 1972. V. 175. P. 201.
10. Jorissen A., Smith V. V., Lambert D. L. // Astron. Astrophys. 1992. V. 261. P. 164.
11. Beer H., Penzhorn R. D. // Astron. Astrophys. 1987. V. 174. P. 323.
12. Koehler P. E. // Phys. Rev. C. 1991. V. 44. P. 1675.
13. Koehler P. E. et al. // Phys. Rev. C. 1993. V. 47. P. 2107.
14. Koehler P. E. // Phys. Rev. C. 1993. V. 48. P. 439.
15. Koehler P. E., O'Brien H. A. // Phys. Rev. C. 1989. V. 39. P. 1655.
16. Brehm K. et al. // Z. Phys. A. 1988. V. 330. P. 167.
17. Druyts S., Wagemans C., Pomme C. Ibid [7]. P. 243.
18. Gledenov Yu. M., Salatski V. I., Sedyshev P. V. // Z. Phys. A. 1993. V. 346. P. 307.
19. Gledenov Yu. M. et al. // Z. Phys. A. 1994. V. 348. P. 199.
20. Gledenov Yu. M. et al. // Z. Phys. A. 1985. V. 322. P. 685.
21. Gledenov Yu. M. et al. // Z. Phys. A. 1982. V. 308. P. 57.
22. Балабанов Н. П. и др. // ЭЧАЯ. 1990. Т. 21. С. 317.
23. Антонов А. и др. // ЯФ. 1988. Т. 48. С. 193.
24. Весна В. А. и др. // ЯФ. 1996. Т. 9. С. 23.
25. Балабанов Н. П., Гледенов Ю. М. Сообщение ОИЯИ Р3-81-276. Дубна, 1981.
26. Wagemans C. // Neutron Induced Reactions: Proc. of the 4th Intern. Symp., Smolenice, June, 1985. D. Reidel Publishing Company. P. 344.
27. Gruppelaar H., Van der Kamp H. A. J. // Nuclear Data for Science and Techn. ECSC, EEC, EAEC. Brussels; Luxemburg, 1983. P. 643.
28. D'hondt P. et al. Ibid. [27]. P. 147.
29. Lisowski P. W. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1990. V. 106. P. 208.
30. Koehler P. E. // Nucl. Instr. Meth. A. 1990. V. 292. P. 541.
31. Francke C. M. et al. // ЭЧАЯ. 1993. Т. 24. С. 939.

32. *Dabbs J. W. T.* // Proc. of the Intern. Conf. on Nucl. Cross Sections for Techn. / Ed. by J. L. Fowler et al. National Bureau of Standards Special Publication 594. 1980. P. 929.
33. *Tronc D., Salome J., Boeckhoff K.* // Nucl. Instr. Meth. 1985. V. 228. P. 217.
34. *Michaudon A. F., Wender S. A.* LANR Report LA-UR-90-4355. 1990.
35. *Лазарева Л. Е., Феїнберг Е. Л., Шаниро Ф. Л.* // ЖЭТФ. 1956. Т. 29. С. 381.
36. *Slovacek R. E. et al.* // Nucl. Sci. Eng. 1977. V. 62. P. 455.
37. *Алексеев А. А. и др.* // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 851.
38. *Moore M. S. et al.* // Capture Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. R. W. Hoff American Institute of Physics. New York, 1991. P. 953.
39. *Франк И. М.* // ЭЧАЯ. 1972. Т. 2. С. 805.
40. *Aksenov V. L. et al.* JINR Commun. E3-92-110. Dubna, 1992.
41. *Попов Ю. П., Салацкий В. И., Хуухэнхуу Г.* // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 893.
42. *Ratinski W., Kappeler F.* // Phys. Rev. C. 1988. V. 37. P. 595.
43. *Emsallem A. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 368. P. 108.
44. *Gledenov Yu. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1994. V. 350. P. 517.
45. *Ананьев Б. Н. и др.* Сообщение ОИЯИ Р13-89-517. Дубна. 1989.
46. *Weigmann H. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 368. P. 117.
47. *Trautvetter H. P., Kappeler F.* // Z. Phys. A. 1984. V. 318. P. 121.
48. *Trautvetter H. P. et al.* // Z. Phys. A. 1986. V. 323. P. 1.
49. *Popov Yu. P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1972. V. 188. P. 212.
50. *Antonov A. et al.* // Nucl. Techn. 1982. V. 59. P. 526.
51. *Андреевский Ю. и др.* // ЯФ. 1980. Т. 32. С. 1496.
52. *Hanna G. C., Primeau D. B., Tunnicliffe P. R.* // Can. J. Phys. 1961. V. 39. P. 1784.
53. *Гледенов Ю. М. и др.* Сообщение ОИЯИ Р3-97-239. Дубна, 1997.
54. *Gledenov Yu. M. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1999. V. 431. P. 295.
55. *Wagemans C. et al.* // Proc. of the Intern. Conf. Nucl. Data for Science and Techn. / Ed. by G. Reffo et al. Trieste, IPS, Bologna, Italy. 19-24 May, 1997. P. 1568.
56. *Гледенов Ю. М. и др.* // ПТЭ. 1988. Т. 3. С. 55.
57. *Budtz-Jorgensen C., Knitter H. H.* // Nucl. Instr. and Meth. 1984. V. 223. P. 295.
58. *Koehler P. E. et al.* // Capture Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. J. Kern. Singapore, 1994. P. 714.
59. *Koehler P. E., Harvey J. A., Hill N. W.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1995. V. 361. P. 270.
60. *Wilkinson D. H.* // Ionization Chambers and Counters. London: Cambridge University Press, 1950.
61. *Попов Ю. П., Шаниро Ф. Л.* // ЯФ. 1961. Т. 13. С. 1132.
62. *Koehler P. E., O'Brien H. A., Gursky J. C.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 303. P. 182.
63. *Buchmann L., Baumeister H., Rolfs C.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1984. V. 4. P. 132.
64. *Eykens R. et al.* // Nucl. Instr. Meth. A. 1991. V. 303. P. 152.
65. *Pauwels J.* // Nucl. Instr. Meth. B. 1991. V. 56/57. P. 938.
66. *Lane A. M., Thomas R. G.* // Rev. Mod. Phys. 1958. V. 30. P. 257.

67. *Alper T., Preez L.* // Nature. 1950. V. 165. P. 689.
68. *Farragi H., Bernas R., Bonnet A.* // Comp. Rend. 1952. V. 35. P. 425.
69. *Munnich F.* // Z. Phys. 1958. V. 153. P. 106.
70. *Андреев В. Н., Сироткин С. М.* // ЯФ. 1965. Т. 1. С. 252.
71. *Macfarlane R. D., Almadovar I.* // Phys. Rev. 1962. V. 127. P. 1663.
72. *Cheifetz E. et al.* // Phys. Lett. 1962. V. 1. P. 289.
73. *Okamoto K.* // Nucl. Phys. A. 1970. V. 141. P. 193.
74. *Asgar M., Emsallem A.* // Z. Phys. A. 1975. V. 275. P. 157.
75. *Emsallem A.* // These. Lion, 1979.
76. *Wagemans C. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 362. P. 1.
77. *Mughabghab S. F., Divadeenam M., Holden N. E.* // Neutron Cross Sections. Academic Press, 1981. V. 1.
78. *Bassi P. et al.* // Nuovo Cim. 1963. V. 28. P. 1049.
79. *Lal D. et al.* // Nucl. Phys. A. 1987. V. 468. P. 189.
80. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1990. V. 506. P. 1.
81. *Gledenov Yu. M. et al.* Ibid [55]. P. 511.
82. *Wagemans J. et al.* // Phys. Rev. C. 1998. V. 58. P. 2840.
83. *Kvitek J. et al.* // Z. Phys. A. 1981. V. 299. P. 187.
84. *Koehler P. E. et al.* // Phys. Rev. C. 1997. V. 56. P. 1138.
85. *Druyts S., Wagemans C., Geltenbort P.* // Nucl. Phys. A. 1994. V. 573. P. 291.
86. *Гледенов Ю. М. и др.* Сообщение ОИЯИ. P3-96-356. Дубна, 1996.
87. *Asgar M. et al.* // Z. Phys. A. 1978. V. 288. P. 45.
88. *Bieber R. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 647. P. 3.
89. *Andrzejewski J. et al.* JINR Commun. P3-91-244. Dubna, 1991.
90. *Wagemans C., Druyts S., Geltenbort P.* // Phys. Rev. C. 1994. V. 50. P. 487.
91. *Asgar M., Emsallem A., Sjöstrand N. G.* // Z. Phys. A. 1977. V. 282. P. 375.
92. *Eiland H. M., Kirouac G. J.* // Nucl. Sci. Eng. 1974. V. 53. P. 1.
93. *Бергман А. А. и др.* // ЖЭТФ. 1957. Т. 33. С. 9.
94. *Macklin R. L., Gibbons J. H.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 105.
95. *Gibbons J. H., Macklin R. L.* // Phys. Rev. 1959. V. 114. P. 571.
96. *Борзаков С. Б. и др.* Препринт ОИЯИ P3-81-305. Дубна, 1981.
97. *Борзаков С. Б. и др.* // ЯФ. 1982. Т. 35. С. 532.
98. *Tilley D. R., Weller H. R., Hale G. M.* // Nucl. Phys. A. 1992. V. 541. P. 1.
99. *Балашко Ю. Г. и др.* // ЖЭТФ. 1964. Т. 46. С. 1903.
100. *Baumgartner M. et al.* // Nucl. Phys. A. 1981. V. 368. P. 189.
101. *Ajzenberg-Selove F.* // Nucl. Phys. A. 1988. V. 490. P. 1.
102. *Meadows J. W., Whalen J. F.* // Nucl. Sci. Eng. 1972. V. 48. P. 221.
103. *Poenitz W. P.* // Z. Phys. 1974. V. 268. P. 359.

104. Renner C. et al. // Bull. Am. Phys. Soc. 1978. V. 23. P. 526.
105. Weigmann H., Manakos P. // Z. Phys. 1979. V. 289. P. 383.
106. Lamaze G. P. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1978. V. 68. P. 183.
107. Алфименков В. П. и др. // ЯФ. 1982. Т. 36. С. 1089.
108. Knitter H. H. et al. // Nucl. Sci. Eng. 1983. V. 83. P. 229.
109. Knox H. D., Resler D. A., Lane R. O. // Nucl Phys. A. 1987. V. 466. P. 245.
110. Гиббонс Дж., Ньюсон Г. // Физика быстрых нейтронов. М., 1963. Т. 1. С. 60.
111. Hanna R. C. // Philos. Mag. 1955. V. 46. P. 381.
112. Koehler P. E. et al. // Bull. Am. Phys. Soc. 1986. V. 31. P. 854.
113. Гледенов Ю. М. и др. // Краткие сообщения ОИЯИ. №17[86]. Дубна, 1986. С. 36.
114. Newson H. W. et al. // Phys. Rev. 1957. V. 108. P. 1294.
115. Barker F. C. // Aust. J. Phys. 1977. V. 30. P. 113.
116. Arnold L. G. et al. // Phys. Rev. Lett. 1974. V. 32. P. 895.
117. Sweeny W. E., Marion J. B. // Phys. Rev. 1969. V. 182. P. 1007.
118. Hale G. M., Brown R. E., Jarmie N. // Phys. Rev. Lett. 1987. V. 59. P. 763.
119. Kok P. J. J. et al. // Z. Phys. A. 1986. V. 324. P. 271.
120. Lane R. O. et al. // Phys. Rev. C. 1971. V. 4. P. 380.
121. Johnson C. H., Barschall H. H. // Phys. Rev. 1950. V. 80. P. 818.
122. Sanders M. // Phys. Rev. 1956. V. 104. P. 1434.
123. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1991. V. 523. P. 1.
124. Gabbard F., Bichsel H., Bonner T. W. // Nucl. Phys. 1959/60. V. 14. P. 277.
125. Bair J. K., Ford J. L. C., Jones C. M. // Phys. Rev. 1966. V. 144. P. 799.
126. Ajzenberg-Selove F. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 475. P. 1.
127. Weinman J. A., Silverstein E. A. // Phys. Rev. 1958. V. 111. P. 277.
128. Eehalt R., Morinaga H., Shida Y. // Z. Naturforschung. 1971. V. 26a. P. 590.
129. Gledenov Yu. M. et al. Ibid [27]. P. 150.
130. Kuperus J. // Physica. 1965. V. 31. P. 1603.
131. Eehalt R. et al. // Nuovo Cim. A. 1973. V. 15. P. 209.
132. Wrean P. R., Kavanagh R. W. // Phys. Rev. C. 2000. V. 62. P. 055805.
133. Woosley S. E. et al. // At. Data Nucl. Data Tables. 1978. V. 22. P. 371.
134. Skelton R. T., Kavanagh R. W., Sargood D. G. // Astrophys. J. 1983. V. 271. P. 404.
135. Skelton R. T., Kavanagh R. W., Sargood D. G. // Phys. Rev. C. 1987. V. 35. P. 45.
136. Endt P. M. // Nucl. Phys. A. 1990. V. 521. P. 1.
137. Coddens G. et al. // Nucl. Phys. A. 1987. V. 469. P. 480.
138. Гледенов Ю. М. и др. Сообщение ОИЯИ. P3-89-351. Дубна. 1989.
139. Гледенов Ю. М. и др. // ЯФ. 1999. Т. 62. С. 877.
140. Nooren G. J. L., Van der Leun C. // Nucl. Phys. A. 1984. V. 423. P. 197.
141. Анджеевски Ю. и др. Сообщение ОИЯИ. P3-87-319. Дубна. 1987.

142. *Wagemans C., Bieber R., Geltenbort P.* // Phys. Rev. 1996. V. C54. P. 389.
143. *Ануфриев В. А.* Частное сообщение. 1984.
144. *Bieber R. et al.* Capture Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. G. L. Molnar, T. Belgya, Zs. Revay. Budapest, 1996. P. 443.
145. *Goeminne G. et al.* // Nucl. Phys. A. 2000. V. 678. P. 11.
146. *Keyworth G. A. et al.* // Nucl. Phys. 1966. V. 89. P. 590.
147. *Гледенов Ю. М. и др.* // Сообщение ОИЯИ Р3-85-275. Дубна, 1985.
148. *Wagemans C., Druyts S., Barthelemy R.* // Proc. of the 3 Intern. Symp. On Nuclear Astrophysics, Gran Sasso, AIP Conference Proc. 1995. V. 327. P. 169.
149. *Goel B.* // KFK. 1977. P. 2473.
150. *Harvey J.* // Proc. of the Intern. Conf. on the Inter. of Neutrons with Nuclei. Lowell, 1976. P. 143.
151. *Walker T. P. et al.* // Astrophys. J. 1991. V. 376. P. 51.
152. *Pagel B. E. J.* // Baryonic Dark Matter / Ed. by D. Lynden-Bell, G. Gilmore. Dordrecht, 1989. P. 237.
153. *Linde A. P.* // Rep. Prog. Phys. 1984. V. 47. P. 925.
154. *Turner M. S., Tyson J. A.* // Rev. Mod. Phys. 1999. V. 71. P. S145.
155. *Walker T. P.* // Nucl. Phys. A. 1997. V. 621. P. 514.
156. *Schramm D. N., Turner M. S.* // Rev. Mod. Phys. 1998. V. 70. P. 303.
157. *Bahcall N. E., Fowler W. A.* // Astrophys. J. 1969. V. 157. P. 659.
158. *Yang J. et al.* // Astrophys. J. 1984. V. 281. P. 493.
159. *Beaudet G., Reeves H.* // Astron. Astrophys. 1984. V. 134. P. 240.
160. *Andrzejewski J. et al.* // Z. Phys. A. 1991. V. 340. P. 105.
161. *Cervena J. et al.* // Czech. J. Phys. B. 1989. V. 39. P. 1263.
162. *Krauss L. M., Romanelli P.* // Astrophys. J. 1990. V. 358. P. 47.
163. *Deliyannis C. P. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1989. V. 62. P. 1583; Astrophys. L. Suppl. 1990. V. 73. P. 234.
164. *Устинова Г. К.* // ДАН. 1998. Т. 358. С. 391.
165. *Applegate J. H., Hogan C. J.* // Phys. Rev. D. 1985. V. 31. P. 3037.
166. *Fuller G. M., Alcock C. R., Mathews G. J.* // Phys. Rev. D. 1988. V. 37. P. 1380.
167. *Applegate J. H., Hogan C. J., Scherrer R. J.* // Astrophys. J. 1988. V. 329. P. 572.
168. *Kajino T., Boyd R. N.* // Astrophys. J. 1990. V. 359. P. 267.
169. *Kajino T., Mathews G. J., Fuller G. M.* // Astrophys. J. 1990. V. 364. P. 1.
170. *Kurki-Suonio H., Matzner R. A.* // Phys. Rev. D. 1989. V. 39. P. 1046.
171. *Alcock C. R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 64. P. 2607.
172. *Wiescher M., Gorres J., Thielemann F. K.* // Astrophys. J. 1990. V. 363. P. 340.
173. *Thielemann F. K. et al.* Nuclei in the Cosmos / Ed. by H. Oberhummer, C. Rolfs. Berlin: Springer, 1991.
174. *Sato K., Terasawa N.* // Phys. Scripta. 1991. V. T36. P. 60.

175. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1967. V.5. P.525.
176. Fowler W.A., Caughlan G.R., Zimmerman B.A. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1975. V.13. P.69.
177. Harris M.J. et al. // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1983. V.21. P.165.
178. Bao Z.Y., Kappeler F. // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1987. V.36. P.411.
179. Gorres J. et al. // *Nucl. Phys. A.* 1992. V.548. P.414.
180. Woosley S.E., Weaver T.A. // *Astrophys. J.* 1980. V.238. P.1017.
181. Weaver T.A., Woosley S.E. // *Phys. Repts.* 1993. V.227. P.65.
182. Epstein R.I., Colgate S.A., Haxton W.C. // *Phys. Rev. Lett.* 1988. V.61. P.2038.
183. Woosley S.E. et al. // *Astrophys. J.* 1990. V.356. P.272.
184. Mahoney W.A. et al. // *Astrophys. J.* 1982. V.262. P.742.
185. Diehl R. et al. // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1993. V.97. P.181
186. Schonfelder V. et al. // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1993. V.97. P.27.
187. Gehrels N. et al. // *Sci. Amer.* 1993. V. 269. P.68.
188. Diehl R. et al. *Compton Observatory Workshop* / Ed. by N.Gehrels. N.Y.: American Institute of Physics. 1993.
189. Diehl R. et al. // *Astron. Astrophys.* 1995. V.298. P.445.
190. Wagemans C., Weigmann H. // *Proc. of the Fourth Intern. Conf. on Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy* / Ed. by T. von Egidy et al. Bristol, 1982. P.462.
191. Clayton D.D. // *Astrophys. J.* 1975. V.198. P.151.
192. Black D.C. // *Geochim. Cosmochim. Acta.* 1972. V.36. P.377.
193. Woosley S.E. *Saas-Fe Lecture Notes. Saas-Fe, Switzerland, 1986.* Unpublished.
194. Truran J.W. // *Astrophys. J.* 1972. V.18. P.306.
195. Schatz H. et al. // *Phys. Rev.* 1995. V.51. P.379.
196. Macklin R.L. // *Phys. Rev.* 1984. V.C29. P.1986.
197. Druyts S. et al. // *Ann. Geophys. C.* 1991. V.9 (Suppl.). P.366.
198. Beer H. // *Astrophys. J.* 1991. V.375. P.823.
199. Raiteri C.M. et al. // *Astrophys. J.* 1991. V.367. P.228.
200. Boyd A.W., Brown F., Lounsbury M. // *Can. J. Phys.* 1955. V.33. P.35.
201. Gillette J.H. *Review of Radioisotopes Program.* 1965 ORNL Report 4013. 1966 (unpublished).
202. Gryntakis E., Cullen D.E., Mundy G. *Handbook on Nuclear Activation Data* / Ed. by K.Okamoto. IAEA. Vienna. 1987. P.199.
203. Anders E., Zimmer E. // *Meteorites.* 1993. V.28. P.490.
204. Ott U. // *Nature.* 1993. V.365. P.25.
205. Clayton D.D. // *Space Sci. Rev.* 1979. V.24. P.147.
206. Cameron A.G.W. // *Icarus.* 1984. V.60. P.416.
207. Fowler W.A. // *Rev. Mod. Phys.* 1982. V.56. P.147.
208. Caughlan G.R., Fowler W.A. // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1988. V.40. P.283.

209. *Truran J. W., Cameron A. G. W.* // *Astrophys. J.* 1978. V. 219. P. 226.
210. *Arnett W. D., Wefel J.* // *P. Astrophys. J.* 1978. V. 224. P. L139.
211. *Clayton D. D., Leising M. D.* // *Phys. Repts.* 1987. V. 144. P. 1.
212. *Weiss A., Truran J. W.* // *Astron. Astrophys.* 1990. V. 238. P. 178.
213. *Signore M., Dupraz C.* // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1993. V. 97. P. 141.
214. *Thielemann F. K., Nomoto K., Hashimoto M.* *Les Houches Lectures, Supernovae* / Ed. by R. Mochkovitch. 1994.
215. *Clayton D. D., Hartmann D. H., Leising M. D.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 415. P. L25.
216. *Nofar I., Shaviv G., Starrfield S.* // *Astrophys. J.* 1991. V. 369. P. 440.
217. *Leising M. D.* // *Astron. Astrophys. Suppl.* 1993. V. 97. P. 299.
218. *Nogaard H.* // *Astrophys. J.* 1980. V. 236. P. 895.
219. *Forestini M., Paulus G., Arnould M.* // *Astron. Astrophys.* 1991. V. 252. P. 597.
220. *Prantzos N.* // *Astrophys. J.* 1993. V. 405. P. L55.
221. *Hillebrandt W., Thielemann F. K.* // *Astrophys. J.* 1982. V. 255. P. 617.
222. *Brown L. E., Clayton D. D.* // *Science.* 1992. V. 258. P. 970.
223. *Seuthe S. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1990. V. 514. P. 471.
224. *Iben I., Truran J. W.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys. Suppl.* 1983. V. 21. P. 271.
225. *Hollowell D. E., Iben I.* // *Astrophys. J.* 1989. V. 340. P. 966.
226. *Hollowell D. E., Iben I.* // *Astrophys. J.* 1990. V. 349. P. 208.
227. *Gallino R. et al.* // *Astrophys. J.* 1988. V. 334. P. L45.
228. *Gallino R.* *Evolution of Peculiar Red Giant Stars* / Ed. by H. R. Johnson, B. Zuckerman. Cambridge, 1989. P. 176.
229. *Käppeler F. et al.* // *Astrophys. J.* 1990. V. 354. P. 630.
230. *Käppeler F.* // *Progr. Part. Nucl. Phys.* 1999. V. 43. P. 419.
231. *Forestini M. et al.* // *Astron. Astrophys.* 1992. V. 261. P. 157.
232. *Jorissen A., Arnould M.* *Nucleosynthesis and its Implication on Nuclear and Particle Physics* / Ed. by J. Audouze, N. Mathieu. Dordrecht, 1986. P. 303.
233. *Wiescher M. et al.* // *Astron. Astrophys.* 1986. V. 160. P. 56.
234. *Arnould M., Beelen W.* // *Astron. Astrophys.* 1974. V. 33. P. 215.
235. *Ajzenberg-Selove F.* // *Nucl. Phys. A.* 1986. V. 449. P. 1.
236. *Woosley S. E., Howard W. M.* // *Astrophys. J. Lett.* 1990. V. 354. P. L21.
237. *Rausher T., Thielemann F. K., Oberhammer H.* // *Astrophys. J. Lett.* 1995. V. 451. P. L37.
238. *Hoffman R. D. et al.* // *Astrophys. J.* 1999. V. 521. P. 735.
239. *Somorjai E. et al.* // *Astron. Astrophys.* 1998. V. 333. P. 1112.
240. *Rayet M. et al.* // *Astron. Astrophys.* 1995. V. 298. P. 517.
241. *Guber K. H. et al.* // *Phys. Rev. Lett.* 1997. V. 78. P. 2704.
242. *Rausher T., Thielemann F.-K.* // *Stellar Evolution, Stellar Explosions, and Galactic Chemical Evolution* / Ed. by A. Mezzacappa. Bristol, 1998. P. 519.
243. *Holmes J. A. et al.* // *At. Data Nucl. Data Tables.* 1976. V. 18. P. 305.

244. *Gledenov Yu. M. et al.* // Phys. Rev. 2000. V. 62. P. 042801(R).
245. *Goriely S.* // Nuclear in the Cosmos / Ed. by N. Prantzos, S. Harrisopulos. Gif-sur-Yvette, 1998. P. 314.
246. *Cook W. R. et al.* // Astrophys. J. 1988. V. 334. P. L87.
247. *Mohoney W. A. et al.* // Astrophys. J. 1988. V. 334. P. L81.
248. *Matz S. M. et al.* // Nature. 1988. V. 331. P. 416.
249. *Sandie W. G. et al.* // Astrophys. J. 1988. V. 334. P. L91.
250. *Rester A. C. et al.* // Astrophys. J. 1989. V. 342. P. L71.
251. *Teegarden B. J. et al.* // Nature. 1989. V. 339. P. 122.
252. *Woosley S. E., Hoffman R. D.* // Astrophys. J. 1992. V. 395. P. 202.
253. *Paradellis T. et al.* // Z. Phys. A. 1990. V. 337. P. 211.
254. *Boyd R. N. et al.* // Phys. Rev. Letts. 1992. V. 68. P. 1283.
255. *Beer H., Rupp G., Voss F., Käppeler F.* // Astrophys. J. 1991. V. 379. P. 420.
256. *Beer H. et al.* // Astrophys. J. 1992. V. 387. P. 258.
257. *Mohr P., Oberhummer H., Beer H.* // Phys. Rev. 1997. V. 56. P. 1154.
258. *Rayet M., Pranzos N., Arnould M.* // Astron. Astrophys. 1990. V. 227. P. 271.
259. *Kim H. J., Milner W. T., McGovan F. K.* // Nucl. Data Tables. A. 1966. V. 1. P. 203.
260. *Lee T. D., Yang C. N.* // Phys. Rev. 1956. V. 104. P. 254.
261. *Wu C. S. et al.* // Phys. Rev. 1957. V. 105. P. 1413.
262. *Фейнман Р. П., Гелл-Манн М.* // Phys. Rev. 1958. V. 109. P. 193.
263. *Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.* // Phys. Lett. 1964. V. 12. P. 25.
264. *Блин-Стойл Р.* Фундаментальные взаимодействия и атомное ядро. М.: Мир, 1966.
265. *Шапиро И. С.* // Успехи физических наук. 1968. Т. 95. С. 647.
266. *Desplanques B.* // Nucl. Phys. A. 1980. V. 335. P. 147.
267. *Desplanques B., Donoghue J. F., Holstein B. R.* // Ann. Phys. 1980. V. 124. P. 449.
268. *Adelberger E. G., Haxton W. C.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1985. V. 35. P. 501.
269. *Dubovik V. M., Zenkin S. V.* // Ann. Phys. 1986. V. 172. P. 100.
270. *Абов Ю. Г., Крупчицкий П. А.* // Успехи физических наук. 1976. Т. 118. С. 141.
271. *Копелиович В. Б.* // Успехи физических наук. 1981. Т. 134. С. 731.
272. *Henneck R. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1982. V. 48. P. 725.
273. *Forte M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1980. V. 45. P. 2088.
274. *Hechel B. R. et al.* // Phys. Lett. B. 1982. V. 119. P. 298.
275. *Kolomensky E. A. et al.* // Phys. Lett. B. 1981. V. 107. P. 272.
276. *Весна В. А. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т. 35. С. 351.
277. *Алфименков В. П. и др.* // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т. 34. С. 308.
278. *Bowman J. D. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. P. 1192.
279. *Frankle C. M. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 564.
280. *Hättig H., Künchen K., Wäffler Y.* // Phys. Rev. Lett. 1970. V. 25. P. 941.

281. Ohlert J., Traudt O., Fäßler H. // Phys. Rev. Lett. 1981. V.47. P.475.
282. Данилян Г.В., Дроняев В.П., Воденников Б.Д. // ЯФ. 1978. Т.27. С.42.
283. Воденников Б.Д. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1978. Т.27. С.68.
284. Весна В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1980. Т.31. С.704.
285. Alfimenkov V.P. et al. // Nucl. Phys. A. 1983. V.398. P.93.
286. Алфименков В.П. // Успехи физических наук. 1984. Т.144. С.361.
287. Mitchel G.E., Bowman J.D., Weidenmüller H.A // Rev. Mod. Phys. 1999. V.71. P.445.
288. Сушков О.П., Фламбаум В.В. // ЯФ. 1981. Т.33. С.629.
289. Flambaum V.V., Sushkov O.P. // Nucl. Phys. A. 1984. V.412. P.13.
290. Крупчицкий П.А. Фундаментальные исследования с поляризованными медленными нейтронами. М.: Энергоиздат, 1985.
291. Крупчицкий П.А. // ЭЧАЯ. 1994. Т.25. С.1444.
292. Desplanques B. // Phys. Rep. 1998. V.297. P.1.
293. Лобов Г.А., Данилян Г.В. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1977. Т.41. С.1548.
294. Боровикова Н.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1979. Т.30. С.527.
295. Весна В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1981. Т.33. С.429.
296. Весна В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т.38. С.265.
297. Ермаков О.Н. и др. // ЯФ. 1986. Т.43. С.1359.
298. Антонов А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1984. Т.40. С.209.
299. Весна В.А. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1982. Т.36. С.169.
300. Vencoula H. et al. // Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy / Ed. R.Chrien, W.Kane. N.Y. 1979. P.371.
301. McCullagh C.M., Kenny M.J., Chrien R.E. // Phys. Rev. C. 1979. V.19. P.539.
302. Зенкин С.В., Титов Н.А. Препринт ИЯИ АН СССР П-0367. М., 1984.
303. Gledenov Yu.M. et al. // Nucl. Phys. A. 1999. V.654. P.943c.
304. Сушков О.П., Фламбаум В.В. // УФН. 1982. Т.136. С.3.
305. Бунаков В.Е. и др. // ЯФ. 1989. Т.49. С.988.
306. Сушков О.П., Фламбаум В.В. // Препринт ИЯФ СО АН СССР, 83-87. Новосибирск, 1983.
307. Риголь Х. Сообщение ОИЯИ Р4-85-70. Дубна, 1985.
308. Gledenov Yu.M. et al. // Proc. of the VI Intern. Seminar on Inter. of Neutron with Nuclei «Neutron Spectroscopy, Neutron Structure and Related Topic», Dubna, 1998. P.327.
309. Gledenov Yu.M. et al. // Proc. of the VII Intern. Seminar on Inter. of Neutron with Nuclei «Neutron Spectroscopy, Neutron Structure and Related Topic», Dubna, 1999. P.295.
310. Весна В.А. и др. // ЯФ. 1999. Т.62. С.565.
311. Нестеров М.М., Окунев И.С. // Письма в ЖЭТФ. 1988. Т.48. С.573.
312. Okunev I.S. // Proc. of the Time Reversal Invariance and Parity Violation in Neutron Reactions / Ed. C.R.Gould, J.D.Bowman, Yu.P.Popov. Singapore, New Jersey, London, Hong Kong, 1994. P.90.