

УДК 539.144 + 539.164

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА РУБЕЖЕ ВЕКОВ

Ю. П. Попов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

ВВЕДЕНИЕ	449
СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ	454
Спектрометры по времени замедления в свинце.	455
Спектрометрия нейтронов по времени замедления в графите.	459
НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ДЛЯ АСТРОФИЗИКИ	460
ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ГАММА-КВАНТОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ (ГАММА-ДЕТЕКТОР «РОМАШКА»)	466
НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОГО ГАММА-ПЕРЕХОДА	466
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	471
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	472

УДК 539.144 + 539.164

НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ НА РУБЕЖЕ ВЕКОВ

Ю. П. Попов

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

В XX в. основной задачей нейтронной спектроскопии (НС) было изучение взаимодействия нейтронов с ядрами, лежащими в долине β -стабильности. И к концу века НС практически удовлетворила потребности как ядерной физики, так и ядерной энергетики, и даже первые потребности ядерной астрофизики для моделирования медленных процессов нуклеосинтеза (s -процессов) в звездах. Однако уже к концу столетия возникла серьезная потребность в данных о параметрах взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами. В первую очередь, для выяснения возможности выжигания (трансмутации) радиоактивных отходов в нейтронных полях реакторов, а также для проверки различных астрофизических сценариев быстрых процессов нуклеосинтеза в звездах и при взрывах сверхновых (r - и p -процессов). Существенные преимущества в светосиле по сравнению с методом времени пролета (ВП) (выигрыш в 10^3 – 10^4 раз) можно получить, используя методику по времени замедления нейтронов (СВЗ) в свинце и еще больше — в графите. Использование последнего на новом нейтронном источнике в CERN (PS-TOF-facility) позволит, по-видимому, в определенной мере моделировать процессы нуклеосинтеза при взрывах сверхновых за счет рекордной пространственной и временной плотностей нейтронного потока. Новые возможности измерения парциальных сечений радиационного захвата нейтронов (крайне малых по своим значениям, а потому и недоступных до последнего времени для измерений) и извлечения информации о радиационных силовых функциях мультипольностей $E1$ и $M1$ появились после разработки нового светосильного метода спектрометрии нейтронов по сдвигу энергии первичного γ -перехода. Возможности и перспективы таких «нестандартных» методов светосильной нейтронной спектроскопии (в том числе и для «нейтронной спектрометрии ядер, удаленных от полосы β -стабильности») обсуждаются в предлагаемом обзоре. Полезным может оказаться использование ряда светосильных детекторов вторичных излучений, например, многодетекторных систем, в частности, системы «Ромашка», которая позволяет к тому же отделиться от фоновое γ -излучения (одно-, двухквантового) самого образца, используя возможности анализа регистрируемого γ -излучения по множественности γ -квантов.

Neutron spectrometry is a powerful method of the investigation of atomic nuclei and condensed matter. These investigations supply the necessary data for a very wide spectrum of scientific and technological applications from the fundamental problems of the structure of matter and the nucleosynthesis in the Universe up to atomic power technologies and the structure of condensed matter. The most frequently utilized is the time-of-flight (TOF) method for the powerful pulsed neutron sources. But in many particular cases one may use more effective, simpler and cheaper methods. For example, for astrophysics and radioactive waste transmutation problems it is sufficient to know the average resonance cross section or the «resonance integrals» for the capture and the fission reactions for neutron spectra specific to the neutron fluxes in the stars or in the active zone of a transmutation reactor. In these cases the slowing down neutron spectroscopy methods (SDNS) on lead and graphite moderators will be useful. Compared to the TOF method, the lead SDNS gives a 10^3 – 10^4 times increase of the neutron flux on the sample. In comparison with the lead moderator, the usage of the graphite SDNS will increase the time- and volume-density of the neutron flux inside the moderator.

The CERN PS-TOF-facility having a high time-density of a neutron impulse is important for modeling of the nucleosynthesis at supernova explosions. It would be an interesting new possibility to measure the resonance integrals by using the neutron sources with required form of neutron spectra, generated by a specific form of moderator or by a combination of moderators and absorbers. The special forms of graphite and lead moderators to generate intensive Maxwellian-like neutron spectra corresponding for the different stellar temperatures are proposed. New possibilities for the measurements of the partial capture cross section and for extracting the radiative strength functions for $E1$ and $M1$ γ transition multipolarity appear in the neutron spectrometry method by means of the shift of primary γ transitions. These methods of high-luminosity neutron spectroscopy (including the «neutron spectroscopy for nuclei outside of the β -stability line») will be discussed in detail in the review. The high-efficiency methods for registration of second radiation registration may be useful also for modern NS of radioactive nuclei. So, many-detectors array «Romashka» (daisy) may be useful in discrimination of the single- and two-quanta γ background from the sample, by means of the γ -multiplicity analysis.

Трудно найти другую область, изучение которой дало бы так много для расширения кругозора, как нейтронная физика.

Профессор Ф. Л. Шапиро

ВВЕДЕНИЕ

В этом году исполнилось 70 лет со дня открытия нейтрона Чедвиком [1].

В свое время (20 лет назад) издательство «Наука» выпустило специальный сборник статей «Нейтрон (к 50-летию открытия)», содержащий оригинальные статьи, связанные с открытием нейтрона и первыми нейтронными экспериментами, а также несколько статей, посвященных роли нейтронов в ряде современных отраслей науки и техники, в частности, см. статью академика И. М. Франка «Полвека нейтронной физике» [2].

В двадцатом веке основной задачей нейтронной спектроскопии было изучение взаимодействия нейтронов с ядрами, лежащими в долине β -стабильности. К концу века НС практически удовлетворила потребности как ядерной физики, так и ядерной энергетики, и даже первые потребности ядерной астрофизики для моделирования медленных процессов нуклеосинтеза (s -процессов) в звездах.

Однако уже к концу столетия возникла серьезная потребность в данных о параметрах взаимодействия нейтронов с радиоактивными ядрами, в первую очередь, для выяснения возможности выжигания (трансмутации) радиоактивных отходов в нейтронных полях реакторов, а также для проверки различных астрофизических сценариев быстрых процессов нуклеосинтеза в звездах и при взрывах сверхновых (r -процессов).

Что стоит за этой сменой задач перед НС?

Наиболее трудной автору представляется проблема получения необходимой точности параметров взаимодействия нейтронов с радиоактивными

ядрами, количество которых в образце на 2–3 порядка ниже, чем мы привыкли использовать в прошлом веке. Конечно, эту задачу можно попытаться решить «в лоб», создав новые нейтронные источники с потоками нейтронов на 2–3 порядка выше современных. Однако это под силу только богатым странам или коллаборациям, обладающим к тому же высококвалифицированными кадрами специалистов-ускорительщиков и передовыми технологиями.

Надо иметь в виду, что увеличение нейтронных потоков в 100–1000 раз приведет к такому же увеличению накопления радиоактивных отходов и загрязнений, уничтожением (или захоронением) которых нам же и придется заниматься. Кроме того, придется решать проблемы, связанные с защитой персонала (и детекторов) от излучений самого образца.

Есть ли другие пути решения новых задач, поставленных перед НС наукой и практикой? Думаю, что они есть, и им будет посвящен настоящий обзор.

Если русская поговорка «новое — это хорошо забытое старое» справедлива, то для успешного поиска рецептов решения современных проблем НС нам необходимо вернуться лет на 40–50 назад, в середину прошлого столетия, когда НС стояла перед аналогичной проблемой — как перейти к измерениям с очень малыми моноизотопными образцами из разделенных изотопов. Конечно, активационная методика позволяла это делать и раньше, но разброс экспериментальных результатов, полученных с помощью этого метода разными группами, существенно превосходил все экспериментальные ошибки, оцененные авторами (см., например, любой выпуск справочника тех лет BNL-325). Но в то же время в 1965 г. в Карлсруэ на конференции «Импульсные нейтронные исследования», проведенной Международным агентством по атомной энергии, были доложены первые результаты измерений сечений радиационного захвата нейтронов для широкого круга разделенных изотопов в диапазоне энергий от нескольких эВ до ~ 30 кэВ, выполненных с помощью нового светосильного метода спектрометрии нейтронов по времени замедления [3].

Нейтронная спектроскопия является мощным, а в ряде случаев — уникальным методом исследования атомных ядер и конденсированных сред. Ее результаты широко используются в различных областях науки и техники:

- В ядерной физике — структура и динамика высоковозбужденных ядер, механизмы распада возбужденных состояний, поиски квантового хаоса и т. д.
- В астрофизике — сценарии и механизм синтеза химических элементов в звездах и при взрывах сверхновых.
- В физике элементарных частиц — нарушение пространственной четности, ультрахолодные нейтроны и время жизни нейтрона, поиски заряда и дипольного момента нейтрона и т. д.
- В физике конденсированных сред — структура и динамика кристаллов, жидкостей, молекул и т. д.

• В многочисленных случаях технических приложений, начиная от основ ядерной энергетики и кончая различными методами активационного анализа.

Часть этих направлений освещена в статье И. М. Франка [2], другая часть — в обзоре В. Л. Аксенова «Нейтронная физика на пороге XXI века» [4].

Со времен классической работы Нильса Бора нейтронные резонансы обычно рассматриваются как предельно сложные высоковозбужденные состояния при энергии связи нейтрона $B_n \sim 8$ МэВ. Многие физики-теоретики, анализируя расстояния между соседними нейтронными резонансами, приходят к выводу, что эти распределения подтверждают наличие «хаоса» в составном ядре [5] (см. также труды совещания в Гауссиге «От спектроскопических к хаотическим особенностям ядерных систем» [6]).

Но естественным представляется вопрос [7], обладают ли свойствами хаоса (квантового хаоса) характеристики распада составных ядер, другими словами, приведенные ширины (вероятности распада по отдельным каналам) нейтронных резонансов? Сложность ядерных систем в случае тяжелых ядер, огромные времена жизни компаунд-ядер ($\tau_{cn} \sim 10^{-14} - 10^{-16}$ с по сравнению с ядерными временами $\tau_n \sim 10^{-22}$ с) указывают на такую возможность. Казалось бы, появляется возможность на примере нейтронных резонансов исследовать экспериментально свойства квантового хаоса [6, 5] (подробнее см. [8]).

Основным и наиболее широко известным методом нейтронной спектроскопии является метод времени пролета для импульсных источников нейтронов. Чтобы иметь достаточную интенсивность нейтронов на образцах, расположенных на длинных пролетных базах, нужны очень мощные источники нейтронов. Современные многоцелевые нейтронные спектрометры используют в качестве источников нейтронов мощные ускорители частиц:

- линейные ускорители электронов, производящие фотонейтроны в случае неделяющейся мишени или фотонейтроны и нейтроны деления в случае делящейся мишени. Примерами таких спектрометров могут служить ORELA (ORNL, США), GELINA (IRMM, Бельгия), ИБР-30, а в дальнейшем — ИРЕН (комплекс ускорителя и плутониевого бустера — размножителя нейтронов, ОИЯИ, Дубна);

- протонные ускорители с энергиями порядка 1 ГэВ или более, производящие нейтроны в реакциях развала ядер (spallation sources). Это LANSCE (LANL, США), ISIS (RAL, Великобритания), ГНЕЙС (ПИЯФ, Гатчина, Россия), PS-TOF (CERN, Швейцария).

Попутно хотелось бы отметить, что комплекс ИБР-30 в настоящее время демонтируется и на его месте создается спектрометр резонансных нейтронов ИРЕН на основе более мощного ускорителя электронов с энергетическим разрешением на порядок лучшим, чем у ИБР-30 (хотя, используя малые пролетные базы, можно при том же энергетическом разрешении спектрометра получить выигрыш в светосиле на два порядка).

Современная нейтронная спектроскопия дает возможность исследовать отдельные каналы распада индивидуальных компаунд-состояний ядер λ_i на разные конечные состояния f дочернего ядра. В настоящее время такая «многомерная» информация (высокого качества или не очень) получена для большинства стабильных ядер. Такая высокоинформативная картина предоставляет широкие возможности для изучения сложной природы компаунд-ядер, для анализа статистических закономерностей в распределении парциальных ширин и поиска квантового хаоса в ядрах.

Однако в последние годы все более остро встает вопрос о получении аналогичных данных для ряда редких и тем более для радиоактивных ядер-мишеней. Это, в первую очередь, связано с необходимостью изучения свойств высоковозбужденных состояний ядер, удаленных от полосы β -стабильности, что вызвано потребностями как самой ядерной физики, так и астрофизики для моделирования быстрых процессов нуклеосинтеза во Вселенной (так называемый r -процесс, см. ниже), а также ядерной энергетики для анализа возможностей оптимизации «выжигания» радиоактивных отходов атомной промышленности в мощных специализированных реакторах, которыми для безопасности предполагается «управлять» с помощью пучков протонов (или электронов) от ускорителей.

Малое количество радиоактивных образцов и их специфические свойства (радиоактивность, малое время жизни и т. д.) требуют новых, более светосильных методов нейтронной спектроскопии. Конечно, чтобы получить подробные экспериментальные данные, нужны нейтронные спектрометры, в первую очередь, с высокой светосилой и, желательно, с хорошим энергетическим разрешением, типа отмеченных выше спектрометров по времени пролета. Но это очень дорогие установки, и в то же время они не всегда способны обеспечить получение необходимых параметров, главным образом, высокой плотности потока нейтронов на образце. Другими словами, для развития нового направления — нейтронной спектроскопии вне долины β -стабильности ядер необходимы либо стандартные нейтронные спектрометры значительно более высокой светосилы, либо на современном этапе нужно искать иные экспериментальные подходы.

В связи с этим хотелось бы подчеркнуть, что для решения многих, в том числе «прикладных», вопросов в науке и технике не требуются столь детальные нейтронные данные (типа многомерной картины нейтронных реакций). На первом этапе во многих случаях возможно обойтись более «скромным» набором экспериментальных данных. Проиллюстрируем это следующим примером. Традиционным путем получения и использования нейтронных данных является следующий:

- измерение парциальных нейтронных сечений $\sigma_f(n, x_f)$,
- определение парциальных ширин индивидуальных резонансов (вероятностей распада по конкретным каналам распада) $\Gamma_{ni}, \Gamma_{xf}, \dots$,

- расчет усредненных по резонансам парциальных ширин и средних расстояний между резонансами $\langle \Gamma_n^0 \rangle, \langle \Gamma_{xf} \rangle, D, \dots$,
- проверка и корректировка ядерных моделей с помощью этих данных и использование их в различных приложениях.

В последние годы потребности ядерной астрофизики и ядерной энергетики явно переместились в область нейтронных сечений для редких ядер и широкого круга радиоактивных ядер, удаленных от полосы β -стабильности. Особенно это важно для моделирования быстрых процессов нуклеосинтеза в звездах и при взрывах сверхновых, а следовательно, для проверки различных сценариев эволюции звезд и Вселенной в целом. Эти потребности до сих пор не удовлетворены и чаще всего из-за недостаточной светосилы даже мощных современных спектрометров.

В то же время во многих случаях можно воспользоваться более эффективными (светосильными) и дешевыми методами, хотя, может быть, и не столь универсальными.

С этой точки зрения представляется перспективным создание условий для измерения усредненных по резонансам сечений с целью прямого извлечения усредненных парциальных ширин и силовых функций, а также для измерения «резонансных интегралов» для специфических нейтронных спектров, например, характерных для нейтронных потоков в звездах или в активной зоне реактора при выжигании радиоактивных отходов. Для радиоактивных и ряда стабильных ядер-мишеней результаты таких измерений во многих случаях могут оказаться достаточными для решения ряда конкретных задач на первой стадии исследования процессов нуклеосинтеза в современной астрофизике (особенно для r -процесса в звездах и при взрывах сверхновых), а также при создании специализированных реакторов для эффективной трансмутации определенных ядерных отходов.

В этом случае экспериментальные данные либо непосредственно используются в расчетах (резонансные интегралы, некоторые сечения), либо из усредненных сечений извлекаются плотности уровней, средние ширины и силовые функции для нейтронов с разными орбитальными моментами. Теперь путь от получения экспериментальных данных до их использования будет несколько короче:

- измерение средних сечений $\langle \sigma_f(n, x_f) \rangle$,
- определение средних параметров $\langle \Gamma_n^i \rangle, \langle \Gamma_{xf} \rangle, S_0, S_1, \dots, D, \dots$,
- уточнение параметров ядерных моделей, проверка астрофизических сценариев нуклеосинтеза во Вселенной и непосредственное использование в расчетах ядерных технологий.

В качестве примера на рис. 1 представлен анализ усредненного сечения радиационного захвата нейтронов для образца естественного индия, проведенный 40 лет назад [9] с помощью спектрометрии нейтронов по времени замедления (см. ниже). Полученное тогда значение силовой функции для

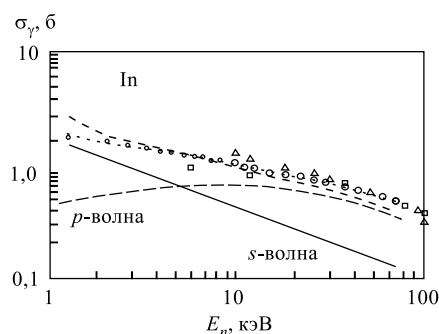


Рис. 1. Анализ вкладов s - и p -волновых нейтронов в усредненное сечение захвата нейтронов образцом естественного индия

со свинцом в качестве замедлителя позволяет получить на образце поток нейтронов на несколько порядков выше, чем метод ВП с источником нейтронов той же мощности. Использование графита в качестве замедлителя в СВЗ вместо свинца позволит еще на порядок увеличить временную и пространственную плотности нейтронов вблизи образца. В случае его использования на специфическом по своим характеристикам нейтронном пучке в CERN это позволит приблизиться к экспериментальному моделированию быстрого r -процесса нуклеосинтеза в звездах и при взрывах сверхновых.

Представляется интересной проблема создания нейтронных источников с заданной формой нейтронного спектра для измерения соответствующих «резонансных интегралов», например, с максвелловскими спектрами нейтронов при различных звездных температурах. Ниже обсуждается один из возможных проектов такого формирования с использованием замедлителей специфической формы.

Ниже мы рассмотрим ряд светосильных методов нейтронной спектроскопии, которые хотя и не являются столь универсальными, как метод времени пролета, но обладают высокой светосилой и могут способствовать решению ряда конкретных ядерно-физических и прикладных задач. Некоторые из обсуждаемых здесь методов предложены или разрабатываются лишь в последние годы.

1. СПЕКТРОМЕТРИЯ НЕЙТРОНОВ ПО ВРЕМЕНИ ЗАМЕДЛЕНИЯ

Методы нейтронной спектроскопии по времени замедления в свинце и графите в связи с их высокой светосилой и рядом других особенностей [3, 11]

s -нейтронов $S_0 = (0,24 \pm 0,01) \cdot 10^{-4}$ хорошо совпадает с современным значением $S_0 = (0,26 \pm 0,03) \cdot 10^{-4}$ [10], рассчитанным путем усреднения параметров индивидуальных резонансов, исследовавшихся с помощью современной времяпролетной методики.

Таким образом, при решении конкретных задач может быть успешно использован не только метод спектроскопии нейтронов по времени пролета. Для этих и других случаев перспективной, в частности, может оказаться спектроскопия нейтронов по методу времени замедления (СВЗ) в свинце или графите. При этом СВЗ

могут оказаться весьма полезными для спектрометрии ядер, удаленных от полосы β -стабильности, и решения многих современных задач.

Впрыскивание короткого импульса быстрых нейтронов в большой блок замедлителя (например, куб с гранью порядка 1–2 м) приводит к тому, что за счет неупругого рассеяния нейтроны быстро теряют свою энергию до энергии первого возбужденного состояния замедлителя (в свинце — до 0,5 МэВ за время $\sim 0,3$ мкс). Затем процесс замедления происходит только за счет упругих столкновений с ядрами замедлителя. Теряя при одном соударении энергию, в среднем равную величине $2/A$, где A — атомная масса ядра замедлителя, нейтроны сравнительно плавно меняют свою энергию со временем практически до энергии теплового равновесия с замедлителем, если объем замедлителя достаточно велик, а сечение поглощения нейтронов ядрами замедлителя мало. Поскольку сечения рассеяния в свинце и графите практически постоянны в области энергий ниже 1 МэВ, т. е. длина пробега нейтрона до следующего акта рассеяния постоянна, то в процессе замедления происходит некоторая «фокусировка» нейтронов по скоростям вокруг среднего значения, поскольку быстрые нейтроны сталкиваются несколько чаще с ядрами замедлителя, чем медленные.

1.1. Спектрометры по времени замедления в свинце. Для свинцового замедлителя средняя энергия нейтронов (в кэВ) просто связана со временем замедления (в мкс):

$$E_n = 183/(t + 0,3)^2.$$

Таким образом, чтобы нейтронам замедлиться в свинце до 1 кэВ, необходимо время ~ 14 мкс. Оптимальная ширина нейтронного импульса для измерений выше 1 кэВ должна быть в диапазоне 0,1–0,5 мкс, в то же время при исследованиях в диапазоне ниже 100 эВ для повышения светосилы спектрометра ширину нейтронного импульса можно поднять до 5–10 мкс.

Энергетическое разрешение СВЗ в случае свинцового замедлителя составляет около 30% в диапазоне энергий от 1 эВ до 1 кэВ и ухудшается при более высоких энергиях (см., например, результаты расчетов [12]).

В то же время по сравнению с методом по времени пролета СВЗ в свинце дает выигрыш в интенсивности нейтронов на образце в 10^3 – 10^4 раз при одинаковой мощности нейтронного источника (см. табл. 1). Эта особенность позволяла получать на СВЗ уникальные результаты даже со сравнительно слабыми источниками нейтронов.

Таблица 1. Сравнение потоков нейтронов на образцах в методах ВП и СВЗ [16]

Энергия, эВ	$\Phi_{\text{RINS}}/\Phi_{\text{TOF}}$
1000	5800
100	7800
10	10500
1	14300

СВЗ первого поколения. Широкие возможности метода в измерениях сечений различного типа нейтронных реакций (n, p) , (n, α) на легких ядрах и реакции (n, γ) для ядер вплоть до иридия и золота (в том числе и на разделенных изотопах) были продемонстрированы уже на первом СВЗ в ФИАН им. П. Н. Лебедева [11, 3], где в качестве нейтронного источника использовалась реакция $T(d, n)^3\text{He}$, а дейтроны ускорялись на простейшем ускорителе Кокрофта–Уолтона. Метод особенно эффективен для изучения низколежащих нейтронных резонансов и межрезонансных сечений (отклонения от «закона $1/v$ », например), а также в измерениях усредненных сечений в килоэлектронвольтовой области энергий нейтронов, где его плохое энергетическое разрешение не играет принципиальной роли (см. рис. 1), хотя надо иметь в виду, что для энергий выше 20 кэВ необходимо вводить поправку на вклад «хвоста» нейтронов более высоких энергий из-за ухудшения энергетического разрешения СВЗ.

СВЗ второго поколения. Во втором поколении СВЗ (RINS, США [13], KULS, Япония [14]) со свинцом в качестве замедлителя использованы более мощные источники нейтронов — фотонейтронные реакции в случае неделящихся мишеней на линейных ускорителях электронов (а также нейтроны фотоделения в случае делящихся мишеней). Это позволило поднять светосилу спектрометра еще на три порядка. Новое поколение спектрометров продемонстрировало возможности метода измерять сечения подбарьерного деления на микрограммовых образцах трансактинидов. Для измерений сечений деления чувствительность таких спектрометров оценивается на уровне $\sim 10^{-6}$ б·г.

Если спектрометрам по времени замедления первого и второго поколений уже был посвящен обзор [15], то на спектрометрах третьего поколения стоит остановиться подробнее.

СВЗ третьего поколения. В третьем поколении СВЗ со свинцовым замедлителем, которое пропагандировал в своем докладе еще в 1990 г. М. Мур [16], должны использоваться в качестве источника нейтронов ускорители протонов до энергий порядка 1 ГэВ и выше, что даст возможность получать на исследуемых образцах рекордные потоки нейтронов.

Созданная по предложению К. Рубиа для разработки эффективных методов «выжигания» радиоактивных отходов установка ТАРК [12] представляет собой СВЗ, использующий в качестве нейтронного источника развал ядер свинца протонами с энергией 3,5 ГэВ. Были подробно исследованы различные характеристики нового спектрометра — энергетическое разрешение спектрометра при разных энергиях нейтронов, распределения нейтронов различных энергий по объему призмы. Это производилось путем моделирования процессов в замедлителе с помощью расчетов методом Монте-Карло, а затем — сравнение с результатами эксперимента. Окончательные программы расчетов удовлетворительно воспроизводят экспериментальные данные.

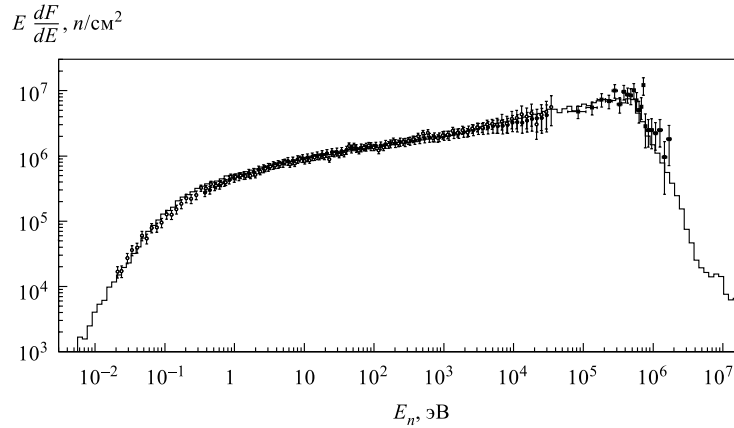


Рис. 2. Распределение нейтронного потока в свинцовом СВЗ в зависимости от их энергии [12] на 10^9 ускоренных протонов. Точки — экспериментальные данные; гистограмма — расчет по методу Монте-Карло

В отчете [12] приводится широкий спектр исследованных характеристик спектрометра и его возможностей. Измерялись сечения радиационного захвата ряда стабильных и радиоактивных ядер массой порядка сотен миллиграмм, сечения подбарьерного деления, скорости трансмутации радиоактивных ядер — долгоживущих продуктов деления. Установка с пневматической сменой образцов позволила измерять γ -спектры наведенных активностей и короткие периоды полураспада образовавшихся после захвата нейтронов ядер, а также определять соотношение образовавшихся радиоактивных ядер в основном и изомерном состояниях, оценивать сечение реакции $(n, 2n)$ и резонансный интеграл захвата нейтронов.

Спектральное распределение потока нейтронов на образце в экспериментальном канале 334-тонной свинцовой призмы представлено на рис. 2.

Результаты измерения сечения радиационного захвата нейтронов радиоактивными ядрами ^{99}Tc в диапазоне энергий нейтронов от 1 эВ до 1 кэВ, а также скорости трансмутации этого ядра по методу ТАРК представлены на рис. 3.

Разработанные коллаборацией ТАРК Монте-Карло-программы, моделирующие процесс замедления нейтронов до энергий порядка 1 эВ, позволяют учитывать искажение нейтронных спектров при внесении в замедлитель образцов и детекторов и вводить на это соответствующие поправки. Это существенно повышает точность и надежность экспериментальных данных. Пока, видимо, остается открытым вопрос о внесении поправок на искажение формы

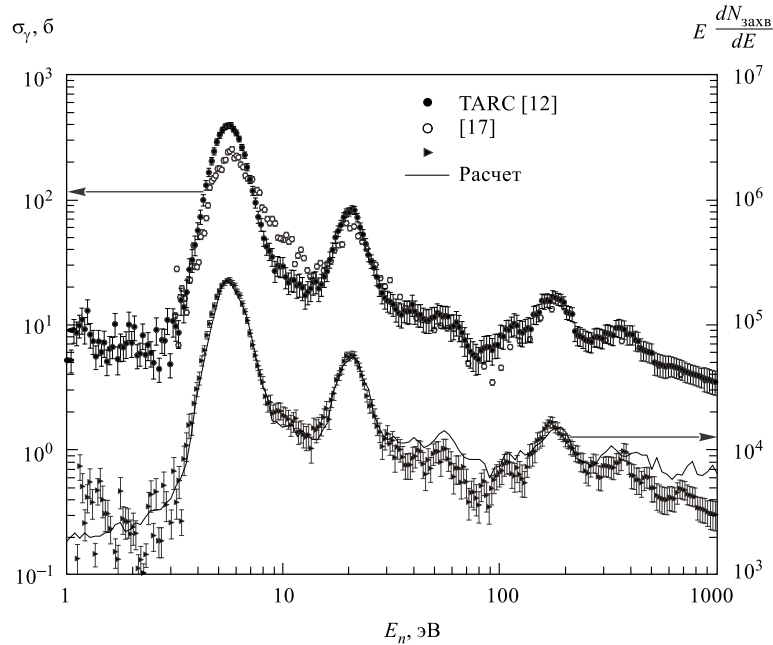


Рис. 3. Результаты измерения скорости трансмутации на 10^9 ускоренных протонов для образца ^{99}Tc массой 85 мг в зависимости от энергии нейтронов (правая шкала) и сечения радиационного захвата нейтронов [12] в сравнении с измерениями Чоу и др. на СВЗ в RPI (США) [17]

нейтронного спектра в диапазоне энергий $1 \div 30$ кэВ, связанное с еще неполной «фокусировкой» нейтронов по энергии (см. выше). Хотя именно этот диапазон энергий (см. рис. 1) крайне важен для разделения вкладов в сечение s - и p -нейтронов и для получения соответствующих нейтронных силовых функций — важных экспериментальных параметров для ядерных моделей и экстраполяции параметров расчетов нейтронных сечений в область ядер, удаленных от полосы β -стабильности.

Получены первые экспериментальные результаты измерений нейтронных сечений радиационного захвата и деления на СВЗ, сооруженном на пучке протонов Московской мезонной фабрики (пока энергия пучка протонов составляла $E_p = 0,21$ ГэВ) [18].

Подчеркнем, что СВЗ со свинцом в качестве замедлителя весьма удобны для исследований с радиоактивными образцами, поскольку образцы во время измерений находятся внутри свинцовой призмы и не требуют специальной защиты персонала от излучения образца при выключенном ускорителе.

Хотелось бы обратить внимание на то обстоятельство, что простота и доступность оборудования для создания СВЗ делают такую установку полезной в высших учебных заведениях. Как показывает опыт работы Лодзинского университета (Польша), выполнение дипломных работ на СВЗ дает возможность студентам получить хорошую экспериментальную практику и ознакомиться с широким кругом вопросов в нейтронной физике.

1.2. Спектрометрия нейтронов по времени замедления в графите. Для решения некоторых задач представляется перспективным использование в СВЗ графита в качестве замедлителя. Возможности такого спектрометра нейтронов исследовались в конце 50-х гг. прошлого века в ФИАН им. П. Н. Лебедева под руководством профессора Ф. Л. Шапиро [11]. Использование в СВЗ в качестве замедлителя графита вместо свинца на порядок сужает время замедления нейтронов и существенно ухудшает его энергетическое разрешение. Тем не менее выделение низколежащих резонансов с помощью такого спектрометра возможно. На рис. 4 представлены результаты измерения радиационного захвата нейтронов в резонансе золота с энергией $E_0 = 4,9$ эВ [3, 19].

Эксперименты показали, что γ -фон в таком замедлителе на порядок меньше, чем в случае использования свинца. Повидимому, такой спектрометр может оказаться весьма эффективным при измерениях полных резонансных интегралов радиационного захвата и деления для редких и радиоактивных ядер. СВЗ с графитом в качестве замедлителя может оказаться полезным и для поиска и определения параметров низколежащих нейтронных резонансов, которые, как правило, играют основную роль в «выжигании» радиоактивных отходов (сравните относительные скорости трансмутации изотопа технеция для нейтронов различных энергий на рис. 3).

Кроме того, необходимо отметить, что использование графита в качестве замедлителя позволяет существенно увеличить *объемную* и *временную* плотности нейтронного потока внутри замедлителя [3]. Это обстоятельство позволяет надеяться на экспериментальную возможность моделирования быстрых процессов синтеза ядер в звездах и при взрывах сверхновых. («Нелинейная» нейтронная спектрометрия — процесс, когда одно ядро захватывает

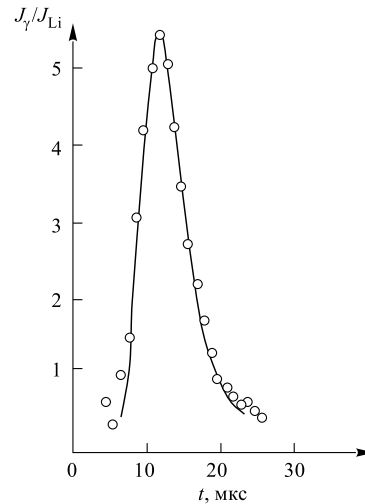


Рис. 4. Зависимость от времени замедления нейтронов в графитовой призме выхода γ -лучей на единицу нейтронного потока из реакции $^{197}\text{Au}(n, \gamma)$ в резонансе $E_0 = 4,9$ эВ

последовательно несколько нейтронов.) С этой точки зрения интересна возможность использования графитового замедлителя и протонного синхротрона на 25 ГэВ (CERN) в качестве импульсного источника нейтронов («мини- r -процесс» [20]). В замедлителе генерируется $\sim 2 \cdot 10^{16}$ нейтронов за 12 нс, то есть *пиковое* значение плотности нейтронов достигает $\sim 10^{24} \text{ с}^{-1}$, это близко к величинам плотностей нейтронных полей при взрывах сверхновых, где предполагаются плотности нейтронов $\sim 10^{24} - 10^{30} \text{ см}^3$. Столь высокая временная плотность нейтронного импульса, вероятно, позволит получить наилучшие в настоящее время условия (если не считать ядерные взрывы, проведение которых сейчас запрещено) для экспериментов в области нелинейной нейтронной спектроскопии. Правда, надо иметь в виду, что спектр нейтронов при столь высоких их плотностях в момент протонного импульса будет значительно жестче, чем при взрывах сверхновых, а после замедления до «звездных» температур плотность нейтронов окажется еще ниже. Предстоит оптимизировать условия проведения такого эксперимента, а может, и провести серию измерений при разных временах после впрыска нейтронов и рассмотреть процесс в динамике, экстраполировав его в нужные условия.

Интересную идею об использовании отработанного протонного пучка ускорителя LHC в CERN высказал Ю. Я. Ставиский на совещании ICANS-XV [21]. По регламенту работы встречных пучков большого адронного коллайдера LHC в связи с ухудшением фокусировки встречных пучков в процессе работы ускорителя возникает необходимость приблизительно два раза в сутки сбрасывать пучки протонов в специальные ловушки, а затем формировать и ускорять новые протонные пучки. Расчеты Ставиского и др. [22] показали, что при соответствующем оборудовании ловушки можно получить нейтронные импульсы длительностью порядка 100 мкс, содержащие 10^{19} нейтронов, т. е. с *пиковой* плотностью нейтронов 10^{24} с^{-1} . Это также может оказаться полезным при моделировании «мини- r -процесса».

2. НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ДЛЯ АСТРОФИЗИКИ

На примере создания нейтронных источников со специфическими нейтронными спектрами, характерными для различного типа звезд, с целью удовлетворения потребностей ядерной астрофизики в нейтронных данных продемонстрируем возможности новых подходов к решению более широкого круга задач, стоящих в настоящее время перед нейтронной спектроскопией.

Образование химических элементов во Вселенной (за исключением, может быть, десятка самых легких) происходит в основном за счет нейтронных реакций и их конкуренции с β -распадом. В области ядер легче железа образование различных изотопов происходит в реакциях (n, γ) , (n, p) и (n, α) , что иллюстрируется рис. 5. Для более тяжелых ядер кулоновский барьер на

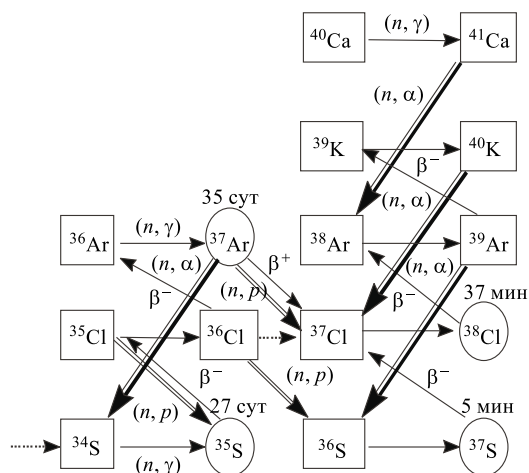


Рис. 5. Карта изотопов в районе S–Ca и пути возможных ядерных превращений в звездах

чинает существенно подавлять вылет заряженных частиц, и реакция (n, γ) становится преобладающей в нуклеосинтезе, происходящем в звездах и при взрывах сверхновых.

Источниками нейтронов в звездах являются цепочки термоядерных реакций горения ряда легких изотопов. При этом испущенные нейтроны оказываются в термодинамическом равновесии со средой, и их спектр будет описываться распределением Максвелла с температурой, определяемой температурой звезды. Предполагается, что основными источниками нейтронов являются следующие реакции:

- для массивных звезд: $^{22}\text{Na}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, при этом температура максвелловского спектра оценивается $kT = 30$ кэВ;
- для более легких звезд с массой $M < 3M_{\odot}$ (M_{\odot} — масса Солнца): $^{13}\text{C}(\alpha, n)^{16}\text{O}$, при этом $kT \sim 10$ кэВ.

Еще полвека назад авторы работы [23] подметили определенную связь распространенности изотопов во Вселенной с их сечением радиационного захвата нейтронов с энергией порядка 30 кэВ. Оказалось, что для некоторых областей ядер производство этих величин является постоянной величиной, т. е., чем больше сечение захвата, тем меньше этого изотопа во Вселенной, значит, тем быстрее данный изотоп «выгорает» в звездах. Это дало определенный толчок в развитии современных сценариев образования ядер в звездах.

Согласно современным представлениям основными процессами нуклеосинтеза в звездах являются следующие: медленный (s -процесс) и быстрый (r -процесс), подробно описанные в работах [24, 25] (см. также обзор М. В. Казарновского [26]). Кроме того, около 2% нуклидов в области ядер тяжелее железа, по-видимому, образовалось в результате p -процесса. Астрофизические условия протекания последнего процесса пока до конца не поняты, но его существование должно объяснять происхождение ряда протоноизбыточных изотопов (типа ^{92}Mo , ^{180}Ta и др.), которые обойдены s -процессом и в то же время экранированы от распадов нуклидов в r -процессе стабильными изобарами [27].

Общая картина образования нуклидов за счет трех рассмотренных выше процессов представлена на рис. 6.

Медленный процесс нуклеосинтеза представляет собой последовательный захват нейтронов ядрами, при котором образовавшиеся нестабильные ядра успевают испытать β -распад прежде, чем захватят следующий нейтрон. Очевидно, что такой процесс идет вдоль полосы β -стабильности ядер. Таким образом, для моделирования сценария этого процесса в звездах необходимо знание сечений захвата нейтронов, проинтегрированных по максвелловским спектрам с температурами 10 и 30 кэВ для всех стабильных ядер. В принципе, для этого достаточно знать параметры нейтронных резонансов в области энергий нейтронов, покрываемой максвелловским спектром с соответствующей температурой. Для большинства стабильных изотопов такие данные имеются. Однако для многих легких и околомагических ядер, где расстояния между

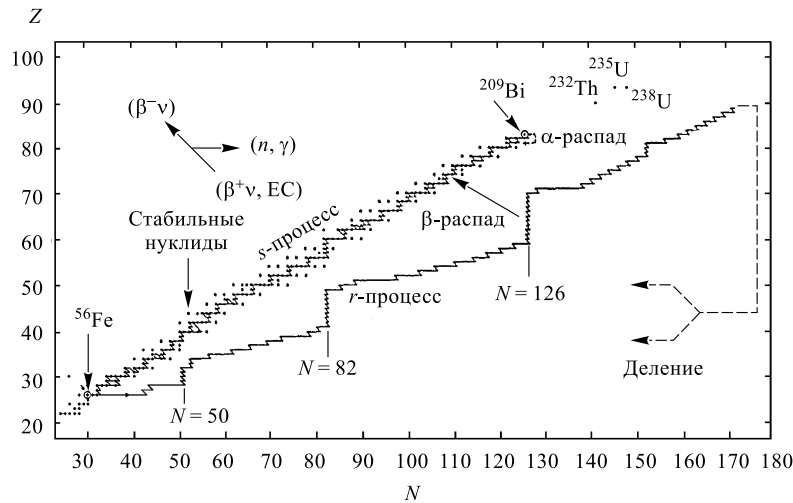


Рис. 6. Пути образования элементов в s -, r -, p -процессах

нейтронными резонансами велики, заметный вклад могут вносить и межрезонансные сечения, которые во многих случаях плохо измеряются по методу времени пролета. Кроме того, в этом методе совершенно не учитываются межрезонансные интерференционные эффекты, которые могут существенно менять картину.

В качестве примера возможной существенной роли эффектов межрезонансной интерференции приведем такой случай. Измерив тепловое сечение реакции (n, α) на ядрах ^{145}Nd , ^{67}Zn , авторы [28] решили сравнить полученные сечения с рассчитанным вкладом измеренных в Дубне [29] параметров нейтронных резонансов. Результат оказался удивительным. Парциальное сечение реакции (n, α_1) для α -перехода на первое возбужденное состояние конечного ядра оказалось таким же, как и рассчитанное из параметров индивидуальных резонансов, а вот для реакции (n, α_0) измеренное сечение [28] оказалось на порядок меньше, чем рассчитанное по параметрам работы [29]. Анализ ситуации [30] позволил предположить, что причиной расхождения результатов могла стать специфическая межрезонансная интерференция. В то же время измерения сечений в области энергий нейтронов порядка нескольких кэВ ВП-методом для радиоактивных ядер весьма ограничены вследствие недостаточной светосилы даже современных установок, использующих ВП-методику. Все это заставляет искать нестандартные методы решения задач, стоящих перед нейтронной спектроскопией.

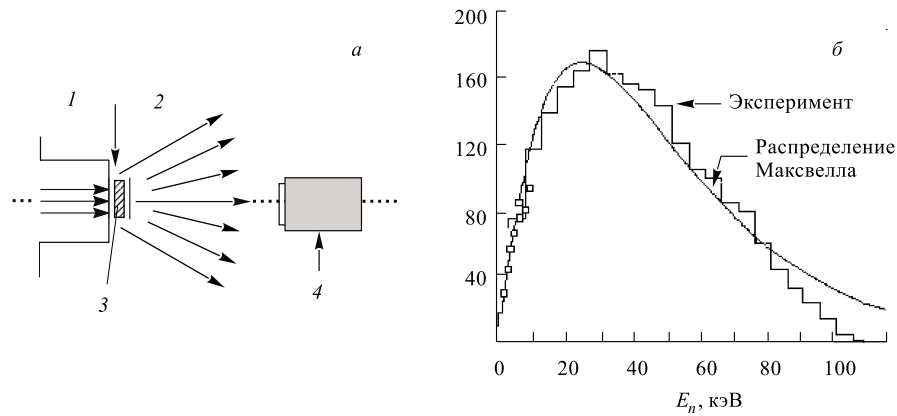


Рис. 7. *а*) Геометрия эксперимента для облучения образцов нейтронами максвелловского спектра с $kT = 30$ кэВ с помощью реакции $^7\text{Li}(p, n)$ на электростатическом ускорителе при энергии протонов $1884 + 30$ кэВ: 1 — пучок протонов; 2 — нейтроны; 3 — активируемый образец между двумя золотыми фольгами; 4 — монитор нейтронов. *б*) Форма спектра нейтронов (произв. ед.), облучающих образец [31]

Создание нейтронного источника с максвелловским спектром при $kT = 30$ кэВ оказалось методически не сложным. Как показали расчеты, а затем и проверка по методу времени пролета [31], использование реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ при энергии протонов на 30 кэВ выше порога реакции в геометрии эксперимента, представленной на рис. 7, позволяет измерять сечения реакции захвата нейтронов, усредненные по максвелловскому спектру с $kT = 30$ кэВ, с помощью активационной методики.

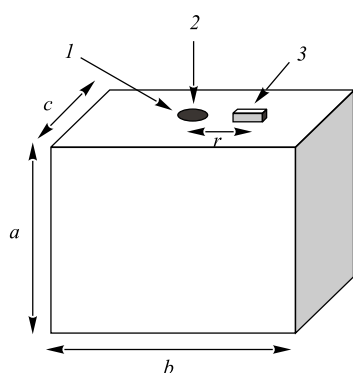


Рис. 8. Схема установки для генерации нейтронных потоков с максвелловскими спектрами при $kT = 10, 12$ и 15 кэВ: 1 — литиевая мишень; 2 — протонный пучок; 3 — образец

нейтронных спектров в диапазоне температур $10 \leq kT \leq 30$ кэВ предложена графитовая призма с размерами $50 \times 50 \times 5$ см, в торец которой впрыскиваются нейтроны различного спектра за счет изменения энергии протонного пучка (см. табл. 2). Предлагаемая геометрия эксперимента представлена на рис. 8 Интегральные (по максвелловскому спектру) потоки нейтронов Φ при

Генерация нейтронных спектров с $kT = 10$ кэВ экспериментально пока не реализована. Однако несколько лет назад объединенной группой ИЯИ РАН и ЛНФ ОИЯИ были проведены расчеты по формированию необходимых нейтронных спектров с помощью замедления быстрых нейтронов в замедлителях определенной формы или в комбинации их с поглотителями.

В работе [32] были предложены графитовые и свинцовые замедлители специфической формы, позволяющие генерировать в определенных точках их поверхностей максвелловские нейтронные спектры с различными температурами «звездного диапазона». При этом в качестве источника нейтронов рассматривалась реакция ${}^7\text{Li}(p, n)$ на протонах, ускоренных с помощью ускорителя Ван-де-Граафа. В частности, для получения ней-

Таблица 2. Характеристики максвелловских нейтронных спектров в графитовой призме размерами $50 \times 50 \times 5$ см

kT , кэВ	$E_p - E_{\text{thr}}$, кэВ	Φ^* , $10^6 \text{ см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$
10	10	0,2
12,5	15	1,3
15	30	5,8

* Φ — нейтронный поток на образце при протонном токе 30 мкА на толстой мишени Li.

расстоянии между литиевой мишенью и образцом 7 см ожидаются $\sim 10^6 \text{ с}^{-1}$ на 1 см^2 мишени (см. табл. 2).

Аппроксимация рассчитанных нейтронных спектров с помощью максвелловских спектров при указанной температуре, представленная на рис. 9, может быть признана удовлетворительной.

Однако экспериментальная проверка предсказываемых расчетами спектров до сих пор не проведена. Метод времени пролета здесь не пригоден, поскольку в формировании максвелловских спектров участвует процесс замедления, и исследуемый нейтронный спектр будет «размазан» по времени, даже если использовать импульсный источник нейтронов.

К сожалению, в настоящее время не существует метода спектрометрии нейтронов в диапазоне энергий $10 \div 100 \text{ кэВ}$ для случаев стационарных (не импульсных) нейтронных потоков. Однако принципиальная возможность спек-

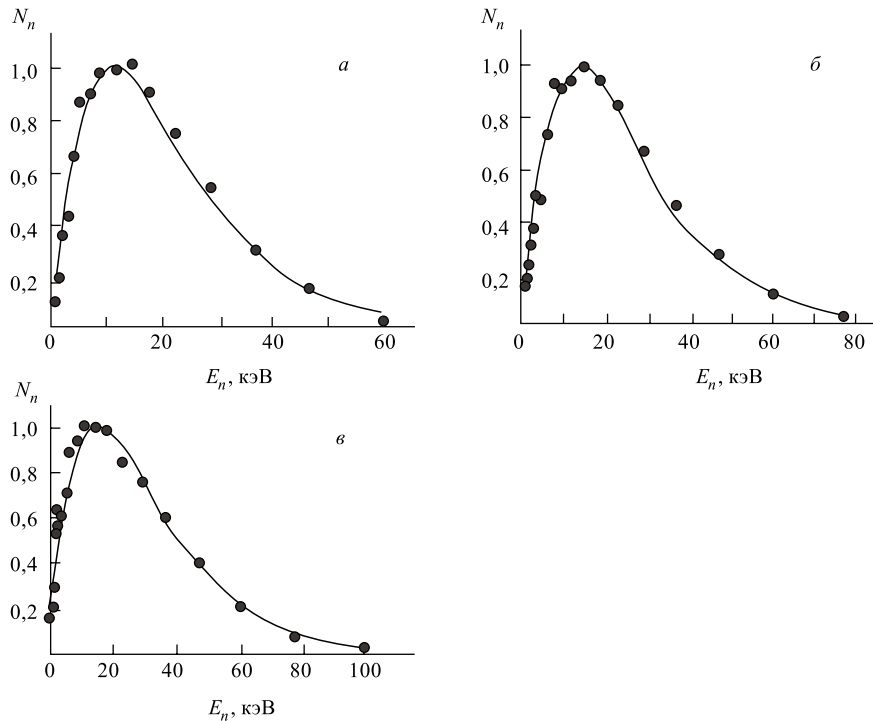


Рис. 9. Сравнение рассчитанных нейтронных спектров на поверхности графитовой призмы (рис. 8) с максвелловскими спектрами при температурах: а) 10 кэВ; б) 12,5 кэВ; в) 15 кэВ

тронметрии нейтронов в указанном диапазоне энергии, видимо, появится по окончании разработки нового метода спектрометрии нейтронов с помощью измерения сдвига линии первичного γ -перехода после захвата нейтрона. Первые результаты нового метода нейтронной спектрометрии рассматриваются в разд. 4.

3. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ СПЕКТРОМЕТРИИ МНОЖЕСТВЕННОСТИ ГАММА-КВАНТОВ ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ (ГАММА-ДЕТЕКТОР «РОМАШКА»)

В середине 70-х гг. группой Г. В. Мурадяна (ИАЭ им. И. В. Курчатова) был разработан светосильный детектор различных нейтронных сечений «Ромашка» [33, 34]. Это многосекционный сцинтилляционный детектор γ -квантов на основе кристаллов NaI(Tl). Регистрируя множественность испускаемых γ -квантов в каждом из актов захвата нейтрона, можно было определить тип произошедшей нейтронной реакции (радиационный захват, деление, неупругое рассеяние нейтрона). 4π -геометрия детектора и высокая эффективность регистрации γ -кванта ($> 90\%$) позволяют проводить измерения с хорошей статистической точностью.

В ОИЯИ «Ромашка» с успехом использовалась на 500-метровой пролетной базе нейтронного спектрометра ИБР-30 [35].

4. НЕЙТРОННАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ С ПОМОЩЬЮ ИЗМЕРЕНИЯ СДВИГА ЭНЕРГИИ ПЕРВИЧНОГО ГАММА-ПЕРЕХОДА

Новые возможности для измерения парциальных сечений радиационного захвата нейтронов и извлечения радиационных силовых функций мультипольностей $E1$ и $M1$ открывает метод спектрометрии нейтронов по сдвигу линии первичного γ -перехода, разрабатываемый в Лаборатории нейтронной физики ОИЯИ [36, 37].

Этот метод открыл возможность измерять парциальные сечения радиационного захвата нейтронов в диапазоне энергий от 10 до 200 кэВ. Анализ таких сечений, усредненных по многим резонансам, позволяет извлекать радиационные силовые функции γ -переходов с мультипольностями $E1$ и $M1$. Кроме того, измерение парциальных сечений для жестких γ -переходов дает непосредственную возможность определить энергию и выход γ -квантов высокой энергии (с $E_\gamma \approx 6-10$ МэВ) в процессе образования элементов во Вселенной, а значит, позволяет более надежно оценить вклад фотоядерных реакций в p -процесс нуклеосинтеза (см. выше). Это особенно важно вдали от полосы β -стабильности, где энергии связи нейтронов (нейтронно-избыточные

ядра), протонов и α -частиц (протонно-избыточные ядра) стремятся к нулю, и, следовательно, роль фотоядерных реакций в p -процессе должна возрастать.

Новый светосильный метод нейтронной спектроскопии, основанный на измерении энергетического сдвига первичного γ -перехода при изменении энергии захватываемого нейтрона, использует тот факт, что энергия такого γ -кванта однозначно связана с энергией захваченного нейтрона. Между энергией $E_{\gamma i}$ первичного перехода на i -е состояние конечного ядра и энергией захваченного нейтрона E_n имеется следующее соотношение:

$$E_{\gamma i} = E_{\gamma i}^0 + [A/(A + 1)]E_n.$$

Здесь $E_{\gamma i}^0$ — энергия первичного кванта после захвата теплового нейтрона (практически — нейтрона с нулевой энергией по отношению к энергии исследуемых нейтронов $E_n > 10$ кэВ), а A — атомная масса ядра-мишени.

Поскольку энергия γ -кванта регистрируется германиевым детектором, имеющим энергетическое разрешение порядка 7–10 кэВ для жестких квантов с энергией ~ 7 –10 МэВ, то оптимальным диапазоном такой спектрометрии нейтронов является область $10 \div 200$ кэВ. Верхняя граница метода возникает в связи с возможностью перекрытия исследуемого спектра с γ -спектром для перехода на соседний уровень конечного ядра.

Новый метод нейтронной спектрометрии позволяет измерять только парциальные сечения радиационного захвата нейтронов, недоступные для измерений раньше, но в то же время он, по-видимому, позволит проводить спектрометрию *стационарных* нейтронных потоков в диапазоне энергий нейтронов $10 \div 200$ кэВ, который в настоящее время не охватывается существующими методами (см. ниже).

Экспериментальная возможность такой спектрометрии была продемонстрирована в работе [38] на пучке нейтронов из реактора, пропущенном через толстый борный фильтр. Результатом работы была регистрация двух нейтронных резонансов в ядре ^{28}Si для γ -переходов с энергиями 8472 и 7200 кэВ, в дальнейшем, насколько нам известно, авторами [38] метод не использовался. Реальное развитие метод получил в последние годы в работах дубненской группы [36, 37, 39].

Число отсчетов Ge-детектора в спектре γ -лучей для регистрируемого первичного перехода после захвата нейтрона с энергией E_n определяется следующей зависимостью:

$$N_{\gamma}(E_{\gamma}) = k \int \sigma_{\gamma i}(E_n) f(E_n) dE_n.$$

Здесь $\sigma_{\gamma i}(E_n)$ — парциальное сечение радиационного захвата для γ -перехода в i -е состояние конечного ядра; $f(E_n)$ — нейтронный поток на образце; k — нормировочный коэффициент, учитывающий эффективность регистра-

ции γ -квантов данной энергии. Интегрирование производится по функции разрешения германиевого детектора. Из этого выражения можно заключить, что если известен нейтронный поток на образце $f(E_n)$, то измерение $N_\gamma(E_\gamma)$, в принципе, позволяет определить энергетическую зависимость парциального сечения $\sigma_{\gamma i}(E_n)$, а если известна зависимость $\sigma_{\gamma i}(E_n)$, то появляется принципиальная возможность проводить измерения спектров нейтронных потоков (в том числе и стационарных) в области энергий $10 \div 200$ кэВ.

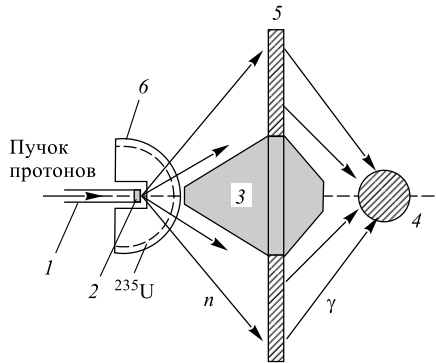


Рис. 10. Схема расположения оборудования на ускорителе Ван-де-Граафа: 1 — окончание вакуумного ионопровода и цилиндр Фарадея; 2 — мишень из металлического лития; 3 — теньевая свинцовая защита детектора; 4 — германиевый детектор; 5 — исследуемый образец в форме диска; 6 — монитор нейтронов

поднять светосилу нового метода и получить выигрыш в светосиле по сравнению с методом по времени пролета ~ 100 раз (при использовании импульсных ускорителей Ван-де-Граафа) и, например, $\sim 10^4$ раз для стандартной геометрии при использовании линейных ускорителей в качестве источников нейтронов (при длине пролетной базы 10 м).

Для иллюстрации нового метода на рис. 11 представлен экспериментальный спектр γ -лучей при облучении нейтронами образца Ni (верхняя кривая). Регистрировался γ -спектр двойного вылета для перехода в основное состояние конечного ядра. Оценка фона от рассеяния нейтронов на измеряемом образце проводилась с помощью графитового рассеивателя (нижняя кривая). Толщина графита выбиралась такой, чтобы можно было оптимально моделировать эффект от рассеяния нейтронов образцом Ni. Пик на кривой эффекта при энергии $E_\gamma = B_n - 1022$ кэВ = 7978 кэВ обусловлен захватом образ-

Энергетическое разрешение нейтронного спектра определяется разрешающей способностью используемого германиевого детектора и является практически постоянным во всем измеряемом диапазоне энергий нейтронов, достигая $\sim 4\%$ у верхней границы нейтронного спектра.

Используя в качестве источника нейтронов с энергией несколько кэВ реакции ${}^7\text{Li}(p, n)$ или $T(p, n)$, а для ускорения протонов электростатические генераторы, можно получить эффективный нейтронный спектрометр, позволивший впервые измерить энергетическую зависимость парциальных сечений радиационного захвата нейтронов [34, 37]. Компактная геометрия эксперимента, представленная на рис. 10 (расстояние литиевая мишень–детектор составляет всего 20 см), позволяет существенно

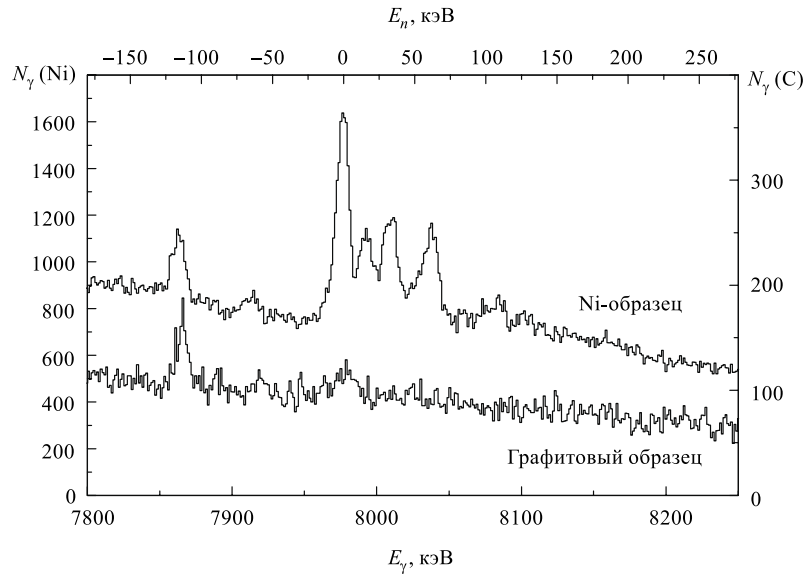


Рис. 11. Экспериментальные спектры γ -лучей от образцов естественного никеля (эфф-ект) и графита (фон)

цом тепловых нейтронов, термализовавшихся в помещении, пики справа — захват резонансных нейтронов. Характерной особенностью этого метода является возможность регистрировать одновременно все три γ -спектра — полного фотопоглощения, однофотонный и двухфотонный. Сравнение этих спектров дает возможность контролировать присутствие случайных пиков в спектре, обусловленных захватом на других изотопах образца или в примесях.

Другой особенностью этого метода является отсутствие нейтронного фона, вызванного захватом нейтронов «не тех» энергий. Основную часть фона составляют комптоновские электроны и γ -кванты от более жестких первичных γ -квантов, обусловленные захватом нейтронов как в образце или самом детекторе, так и в окружающих предметах.

В ряде случаев метод позволяет измерять одновременно парциальные сечения радиационного захвата для γ -переходов на несколько конечных состояний ядра-продукта. Так, в работе [34] измерены парциальные сечения перехода в основное и первые два возбужденных состояния конечного ядра ^{59}Ni . В качестве иллюстрации на рис. 12 приведено парциальное сечение для γ -перехода на второе возбужденное состояние конечного ядра ^{59}Ni . Наряду с экспериментальными точками приведена и сплошная кривая — парциальное сечение, исправленное (в диапазоне энергий $10 \div 110$ кэВ) на эффекты

захвата нейтрона после рассеяния и самопоглощения в реальном («толстом») образце согласно известным параметрам нейтронных резонансов [40].

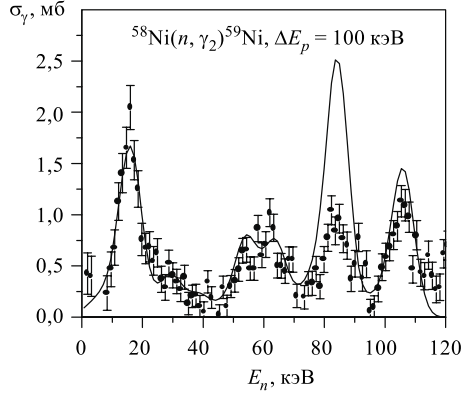


Рис. 12. Парциальное сечение для γ -перехода на второе возбужденное состояние конечного ядра ^{59}Ni [40]

нормировался на известные параметры s -волновых нейтронных резонансов [39, 41]. К сожалению, необходимые для нормировки значения парциальных радиационных ширин резонансов известны лишь для основных изотопов никеля и железа [39]. Так что для остальных образцов пока, видимо, придется использовать для нормировки параллельные измерения с образцами никеля или железа.

В исследуемом с помощью нового метода диапазоне энергий нейтронов основной вклад дают нейтроны с орбитальными моментами $l = 0$ и 1 , т. е. возбуждаются резонансы с различной четностью. Это дает возможность определять парциальные радиационные ширины индивидуальных (разрешенных по энергии) резонансов или усредненные по многим резонансам парциаль-

Слабым местом нового метода является определение нейтронного потока (и его спектра) на образце и геометрической эффективности детектора γ -квантов. Задача усложняется необходимостью учитывать тот факт, что разные части образца (для разных расстояний от осевой линии литиевая мишень–детектор) в силу кинематики реакции $^7\text{Li}(p, n)^7\text{Be}$ облучаются нейтронами разных энергий. В работах дубненской группы спектр нейтронов на образце и относительная геометрическая эффективность детектора определялись расчетным путем, а затем полученный относительный ход парциального сечения

Таблица 3. Сравнение радиационных силовых функций мультипольности $M1$ для ядра ^{57}Fe , полученных разными методами

Метод	Статистика отсчетов для γ -перехода	Число γ -переходов	Силовая функция $\langle f(M1) \rangle \cdot 10^9$	Ссылка
Время пролета	$\sim 10^2$	3	21 ± 17	[41]
Сдвиг γ -линии	$\sim 10^4$	14	$9,2 \pm 4,0$	[36]
Систематика	—	—	9,5	[42]

ные радиационные ширины разных мультипольностей (обычно $E1$ или $M1$), а следовательно, и соответствующие радиационные силовые функции, столь необходимые для проверки моделей γ -распада компаунд-ядер и фотоядерных реакций.

В табл. 3 [36] приведено качественное сравнение результатов определения радиационной силовой функции мультипольности $M1$ для ядра ^{57}Fe , полученных с помощью двух методов нейтронной спектроскопии из реакции $^7\text{Li}(p, n)$ на ускорителе Ван-де-Граафа, классического — по времени пролета и нового — по сдвигу энергии первичного γ -перехода.

Сравнение приведенных результатов показывает, что новый метод в ряде случаев может с успехом конкурировать с методом времени пролета.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Анализ обширного современного списка потребностей в нейтронных данных указывает на настоятельную необходимость дальнейшего развития нейтронной спектрометрии, включая создание новых методов для решения ряда специфических проблем науки и техники и, в частности, для развития нейтронной спектрометрии ядер, удаленных от полосы β -стабильности. И я надеюсь, что настоящий обзор продемонстрировал наличие нескольких довольно простых и сравнительно дешевых методов, развитие которых будет полезным для решения поставленных перед нейтронной спектроскопией задач.

Отметим, что представленные здесь методы могут в ряде случаев успешно конкурировать с современными методами по времени пролета, работающими на базе мощных и дорогих ускорителей электронов и протонов.

Кроме того, хотелось бы подчеркнуть, что использование в области энергий нейтронов порядка нескольких кэВ электростатических ускорителей и реакций $^7\text{Li}(p, n)$ или $T(p, n)$ вместо мощных ускорителей электронов и протонов (а тем более ядерных реакторов) позволяет значительно «экономнее» использовать нейтроны, что хорошо иллюстрируется рис. 13. Чем меньше

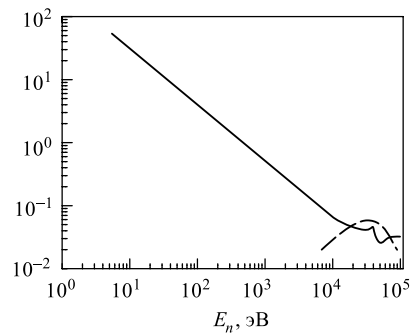


Рис. 13. Сравнение форм спектров нейтронных потоков, генерируемых в современных установках по времени пролета (комплекс линейного ускорителя ЛУЭ-40 и импульсного реактора ИБР-30) (сплошная кривая) и в реакции $^7\text{Li}(p, n)$ на ускорителе Ван-де-Граафа (пунктирная кривая). Взаимная нормировка кривых произвольная

нейтронов участвует в эксперименте, тем меньше в образце и в окружающей среде создается радиоактивных ядер, а следовательно, тем меньше радиоактивный фон в лаборатории и тем меньше проблем с трансмутацией или захоронением радиоактивных отходов.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта РФФИ 00-02-17310.

Автор благодарен доктору А. Б. Попову, прочитавшему рукопись статьи и сделавшему ряд полезных замечаний, а также П. Шаланьскому и М. Сперанскому за помощь в подготовке статьи к публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Chadwick J.* // Nature. 1932. V. 129. P. 312.
2. *Франк И. М.* // Нейтрон (к 50-летию открытия): Сб. ст. М., 1983. С. 5–33.
3. *Bergman A. A. et al.* Pulsed Neutron Research. Vienna, 1965. V. 1. P. 671.
4. *Аксенов В. Л.* // ЭЧАЯ. 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1303.
5. *Bohigas O., Weidemüller H. A.* // Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 1988. V. 38. P. 421.
6. From Spectroscopic to Chaotic Features of Nuclear Systems / Ed. D. Seeliger. Singapore: World Scientific, 1992.
7. *Soloviev V. G.* Neutron Capture Gamma-Ray Spectroscopy and Related Topics / Ed. J. Kern. Singapore, 1994. P. 103.
8. *Бунаков В. Е.* Хаос, квантовый хаос и ядерная физика // Материалы XXXII Зимней шк. ПИЯФ. СПб., 1998. С. 5–44.
9. *Попов Ю. П., Фенин Ю. И.* // ЖЭТФ. 1962. Т. 43. С. 2000.
10. *Mughabghab S. F., Divadeenam M., Holden N. E.* Neutron Cross Sections. N. Y.: Academic Press, 1981. V. 1.
11. *Bergman A. A. et al.* // Proc. of the First Intern. Conf. on the Peaceful Uses of Atomic Energy. Geneva, 1955. N. Y., 1956. V. 4. P. 135.
12. The TARC Experiment. Communication of CERN 99-11. Dec. 15, 1999.
13. *Block R. C. et al.* // Phys. Lett. 1973. V. 31. P. 247.
14. *Kobayashi H. et al.* JAERI-M, 93-046. P. 360.
15. *Попов Ю. П.* // ЭЧАЯ. 1995. Т. 26, вып. 2. С. 628.
16. *Moore M. S. et al.* Capture Gamma-Ray Spectroscopy // AIP (N. Y.). 1990. V. 238. P. 953.
17. *Chou J. C., Werle H.* // J. Nucl. Energy. 1973. V. 27. P. 811.
18. *Alexeev A. A. et al.* // Proc. of ISINN-9 «Neutron Spectroscopy. Nuclear Structure and Related Topics», Dubna, May 23–26, 2001. P. 11.
19. *Исаков А. И.* // ЖЭТФ. 1961. Т. 41. С. 1037.
20. *CERN TOF Collaboration.* Communication of CERN/SPSC 99-8. March 1999.
21. *Staviski Yu. Ya.* // Proc. of the 15 Meeting of Intern. Collaboration of Advanced Neutron Sources, Tsukuba, Japan, Nov. 6–9, 2000. P. 1011.
22. *Dementyev A. V. et al.* // Ibid. P. 1365.

23. *Burbidge E. M. et al.* // *Rev. Mod. Phys.* 1957. V. 29. P. 547.
24. *Kaeppler F., Beer H., Wisshak K.* // *Rep. Prog. Phys.* 1989. V. 52. P. 945.
25. *Cowan J. J., Thielemann F.-K., Truran W.* // *Phys. Rep.* 1991. V. 208. P. 267.
26. *Казарновский М. В.* // *ЭЧАЯ.* 2000. Т. 31, вып. 6. С. 1398.
27. *Meyer B. S.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1994. V. 32. P. 153.
28. *Emsalem A., Asghar M.* // *Z. Phys. A.* 1975. V. 275. P. 157.
29. *Попов Ю. П. и др.* // *ЯФ.* 1971. Т. 12. С. 913.
30. *Втюрин В. А. и др.* // *ЯФ.* 1986. Т. 45. С. 1292–1297.
31. *Ratynsky W., Kaeppler F.* // *Phys. Rev. C.* 1988. V. 37. P. 595.
32. *Kazarnovsky M. V. et al.* // *Nucl. Phys. A.* 1997. V. 621. P. 239.
33. *Мурадян Г. В., Адамчук Ю. В., Щепкин Ю. Г.* // *ВАНТ, сер. «Некоторые проблемы физики твердого тела».* М., 1974. С. 52.
34. *Мурадян Г. В.* // *АЭ.* 1981. Т. 50, вып. 6. С. 394–398.
35. *Георгиев Г. П. и др.* Определение параметров нейтронных резонансов ^{149}Sm в области энергии 20–300 эВ // *ВАНТ, сер. «Ядерные константы».* 1999. Вып. 1. С. 3–14.
36. *Porov Yu. P. et al.* // *Phys. Atom. Nucl.* 1999. V. 62. P. 886.
37. *Porov Yu. P. et al.* // *Nucl. Instr. Meth. A.* 2001. V. 463. P. 309.
38. *Thomson V. J. et al.* // *Nucl. Instr. Meth.* 1975. V. 126. P. 263.
39. *Попов Ю. П. и др.* // *ЯФ.* 2000. Т. 63. С. 583.
40. *Sukhoruchkin S. I., Soroko Z. N., Deriglazov M. M.* // *New Series. Tables of Neutron Resonances Parameters.* Berlin, 1998. V. 18/B.
41. *Beer H., Spenser R. R., Kaeppler F.* // *Z. Phys. A.* 1978. V. 284. P. 173.
42. *Kopecky J., Uhl M.* // *Proc. of the Specialist Meeting «Measurement, Calculation and Evaluation of Phonon Production Data» / Eds. C. Coceva, A. Mengoni, A. Ventura.* Bologna, 1995. P. 119.