

УДК 539.125.5.164

Спектрометрия множественности *

МУРАДЯН Г. В.

Стремление к большей полноте понимания ядерных процессов приводит к мысли о необходимости создания установки, позволяющей измерять одновременно возможно большее число параметров, характеризующих изучаемый процесс, и достигать при этом более высокой точности. В отличие от совокупности отдельных экспериментов, в которых определяются те же параметры, но каждый вне зависимости от других, эксперимент на такой установке даст существенно более полную информацию, так как наряду с отдельными величинами и спектрами можно будет получить всевозможные их корреляции.

Однако три обстоятельства вынуждают очень вдумчиво подходить к вопросу увеличения числа одновременно измеряемых параметров. Во-первых, это приводит к очень быстрому росту объема исходных данных, в связи с чем встает проблема их «сжатия» для получения понятных физических выводов на достаточно высоком уровне обобщения; во-вторых, снижается статистическая точность числа однотипных событий, что потребует мощных пучков ядерного излучения; в-третьих, возможно увеличение расходов на создание соответствующих установок. Поэтому возникает задача найти совокупность таких одновременно измеряемых параметров, которые, во-первых, связаны с понятными физическими характеристиками изучаемых процессов известными для нас способами, во-вторых, допускают принципиальную возможность создания реальной установки для измерения с требуемой статистической точностью и, в-третьих, обеспечивают проведение достаточно широкого круга исследований при разумных затратах на создание установок.

В качестве основных измеряемых параметров обычно рассматриваются энергия налетающей на ядро или вылетающей из него частицы, угол вылета частицы из ядра и довольно редко спин. Рассматривая вероятность какого-либо ядерного процесса в зависимости от этих параметров, получаем соответствующие спектры, например энергетический. Как правило, в эксперименте определяется значение только одного параметра — одномерный спектр. Из-за относительно малой интенсивности ядерного излучения двумерные спектрометрические исследования проводятся довольно редко и обычно при этом спектрометрия одной из величин является грубой. В крайне редких случаях возможна трехмерная спектрометрия.

* Журнальный вариант доклада на 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, сентябрь 1980 г.). Информация о конференции напечатана в предыдущем номере нашего журнала.

Задача настоящей работы — обратить внимание на один, как представляется, весьма важный и еще не совсем привычный параметр — множественность (ν) частиц и квантов, испускаемых возбужденной ядерной системой. Отметим, что речь идет не об измерении средней множественности, а о ее целом спектре. Спектр множественности $A(\nu)$ показывает, в скольких случаях в изучаемых реакциях (например, в реакции радиационного захвата нейтрона) была испущена одна частица ($\nu = 1$; например, один γ -квант), в скольких две ($\nu = 2$) и т. д.

Множественность не имеет столь привычного физического смысла, как, например, энергия — аддитивная и сохраняющаяся величина. Однако спектр множественности (СМ), как будет видно из дальнейшего, непосредственно связан с физическими характеристиками ряда ядерных процессов. В частности, он чувствителен к каналам образования и распада возбужденных ядер и допускает разложение на отдельные («элементарные») спектры множественности, соответствующие различным каналам реакции, т. е. является своеобразным отражением путей образования и распада возбужденных ядер. Вместе с тем СМ имеет очень важную особенность. Измерения его отличаются большой эффективностью набора статистики — большой светосилой, что позволяет сочетать его измерение практически с любыми другими спектрометрическими измерениями. Это существенно расширяет возможности многомерных корреляционных исследований. Впервые целесообразность измерения СМ с точки зрения получения более точных нейтронных сечений и их отношений была указана в 1972 г. [1].

СМ можно измерить многосекционным 4π -детектором, имеющим эффективность, близкую к 100%. Образец с исследуемыми ядрами располагается в центре детектора (рис. 1). Число зарегистрированных k -кратных совпадений сигналов от различных секций непосредственно дает СМ $A(\nu) = N(k)$. Для этого число секций детектора должно быть намного больше максимального числа

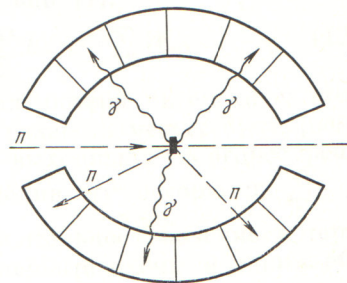


Рис. 1. Схема многосекционного 4π -детектора для измерения спектра множественности

испускаемых частиц, а эффективность регистрации каждой частицы детектором близкой к 100%. (Такая установка может давать информацию также и об углах вылета частиц и их энергии, однако в настоящей работе внимание сосредоточено на множественности.) Высокая светосила измерения СМ определяется требованиями ~ 100%-ной эффективности регистрации отдельных частиц и относительно малого числа испускаемых частиц. События данного типа (например, радиационный захват нейтрона), зарегистрированные с почти 100%-ной эффективностью, распределяются по небольшому числу каналов СМ ($\nu_{\text{макс}} \approx 7$ для радиационного захвата), т. е. на долю каждого канала приходится большое число отсчетов и соответственно высокая статистическая точность. Заметим, что при измерении СМ нейтронов и γ -квантов, возникающих в реакциях с нейтронами, светосила наиболее высока, поскольку в этом случае можно использовать довольно толстые мишени из исследуемых ядер. Ниже рассматриваются особенности СМ в реакциях такого типа.

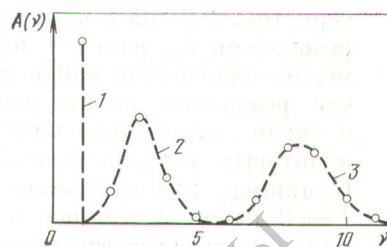
Целесообразность измерения СМ обусловлена связью его с физическими характеристиками конкретно изучаемых ядерных процессов. Очень часто эту связь можно установить довольно точно на основе ядерных моделей. Примером является расчет СМ при радиационном захвате нейтрона, который можно выполнить, зная плотность уровней, вероятности переходов и характеристики нижних уровней [2].

Рассмотрим случай, когда связь СМ с каналами реакции настолько очевидна и однозначна, что ее можно установить без расчета. Речь идет о суммарной множественности нейтронов и γ -квантов $\nu = \nu_n + \nu_\gamma$, испускаемых при взаимодействии медленных нейтронов с ядрами. При этом СМ $A(\nu)$ будет состоять из хорошо разделенных максимумов, соответствующих процессам рассеяния, радиационного захвата и деления (рис. 2). Действительно, при рассеянии регистрируется только один нейтрон, поэтому СМ для рассеяния $A_s(\nu)$ всюду равен нулю, кроме точки $\nu = 1$, т. е. рассеянию соответствует первый максимум. При радиационном захвате образуется примерно четыре γ -кванта; СМ захвата $A_\gamma(\nu)$ сосредоточен в области $\nu \approx 4$, т. е. захвату соответствует второй максимум. При делении суммарное число γ -квантов и нейтронов составляет ~ 10 ; СМ деления $A_f(\nu)$ сосредоточен в области $\nu \approx 10$, т. е. делению соответствует третий максимум. Таким образом, суммарный спектр множественности

$$A(\nu) = \sum_j A_j(\nu), \quad (1)$$

где $j = s, \gamma, f$, в данном случае распадается на три спектра, соответствующих трем известным каналам распада возбужденных ядер. Обнаружение в экс-

Рис. 2. Спектры множественности при измерении рассеяния (1), радиационного захвата (2) и деления (3)



перименте дополнительных пиков или особенностей может указывать на другие, возможно еще не известные пути распада возбужденного ядра.

Для выявления и исследования каналов распада большое значение приобретает возможность разложения СМ $A(\nu)$ на простые составляющие $A_j(\nu)$. В рассмотренном примере такая задача решается просто, так как отдельные слагаемые $A_j(\nu)$ сконцентрированы в разных областях по переменной ν , т. е. хорошо разделены. Разложение $A_j(\nu)$ можно осуществить и во многих других случаях, когда $A_j(\nu)$ перекрыты, но не идентичны. Это те случаи, когда значения $A_j(\nu)$ зависят от энергии падающего нейтрона E_i и эта зависимость неодинакова для различных каналов образования и распада возбужденного ядра. Предположим пока для простоты, что для любого j форма СМ

$$a_j(\nu) = \frac{A_{ij}(\nu)}{\sum_\nu A_{ij}(\nu)} \quad (2)$$

не зависит от i . Тогда измеряемый СМ $A_i(\nu)$, состоящий из суммы $A_j(\nu)$, можно представить в виде

$$A_i(\nu) = \sum_j c_{ij} a_j(\nu), \quad (3)$$

где c_{ij} — веса различных каналов. Выражение (3) следует рассматривать как систему уравнений. Ее можно решить с той или иной однозначностью и сделать соответствующие выводы относительно «элементарных» СМ и их весов [$a_j(\nu)$ и c_{ij}] в зависимости от конкретной задачи, т. е. наличия дополнительной информации. В простейшем случае, когда следует выяснить вопрос, по одному или по нескольким каналам идет образование и распад возбужденного ядра, ответ однозначен. При этом согласно выражению (3)

$$a_i(\nu) \equiv \frac{A_i(\nu)}{\sum_\nu A_i(\nu)}$$

не зависит от i , если $j_{\text{макс}} = 1$, зависит от i , если $j_{\text{макс}} > 1$.

Более сложный и вместе с тем типичный случай разложения $A_i(\nu)$ — группировка нейтронных резонансов (i) в зависимости от формы СМ γ -квантов радиационного захвата. Изменение формы СМ от резонанса к резонансу может быть связано, в частности, с разнообразием их квантовых харак-

теристик: j -спина и четности. Для изолированных резонансов c_{ij} равно 1 или 0, и по системе (3) можно однозначно найти $a_j(\nu)$ и c_{ij} . В этом случае резонансы просто разбиваются на группы, и число групп равно числу возможных значений квантовых состояний наблюдаемых резонансов. Например, для s — резонансов число групп при $I \neq 0$ равно 2. Вопрос о том, какому конкретному спину соответствует определенная группа, может быть решен либо сопоставлением $a_j(\nu)$ с расчетами, моделирующими каскад, либо сопоставлением результатов группировки с данными по спиновой идентификации для нескольких резонансов. Заметим, что точность отнесения резонанса к той или иной группе j зависит не только от точности измерения $A_i(\nu)$ и степени различия $a_j(\nu)$ для разных j , но и от физической флюктуации $a_j(\nu)$ при переходе от одного резонанса к другому. Выше для простоты предположено, что $a_j(\nu)$ не зависит от i . Однако форма СМ $a_j(\nu)$ подвержена флюктуациям, связанным с флюктуациями Портера-Томаса парциальной ширины первого γ -перехода в каскаде. Величина $a_j(1)$ имеет χ^2 -распределение с числом степеней свободы $n = 1$ и соответственно большую дисперсию. Но для $a_j(2)$ $n \approx 100$ и дисперсия на порядок меньше. Из-за разброса в значениях $a_j(\nu)$ и ошибок в $A_i(\nu)$ становится бессмысленным поиск точного решения системы уравнений (3). Поэтому для группировки и определения среднего $\bar{a}_j(\nu)$ следует использовать такие методы, как, например, кластерный анализ или метод последовательных приближений, минимизирующий выражения типа

$$\sum_{\nu} \eta_{\nu}^2 |A_i(\nu) - \sum_j c_{ij} a_j(\nu)|^2, \quad (4)$$

где η_{ν} — веса, учитывающие ошибки и флюктуации.

Отметим, что флюктуации СМ при радиационном захвате могут играть большую положительную роль. Они позволяют получить информацию относительно эффективного числа n открытых каналов для первого γ -перехода в каскаде в зависимости от энергии перехода. Для этого необходимо одновременно с $A(\nu)$ измерить энергию

E_{ν_1} хотя бы одного γ -кванта для достаточно большого числа нейтронных резонансов, т. е. получить распределение $A_i(\nu, E_{\nu_1})$, и выделить флюктуирующую составляющую при $\nu > 2$.

Рассмотрим еще один типичный случай, когда $a_j(\nu)$ практически не флюктуируют, а $c_{ij} \neq 0$ и по-разному зависят от i для различных j . Остановимся конкретно на $(n, \gamma f)$ -реакции. Систему (3) для множественности γ -квантов деления в соответствии с тем, что могут существовать два процесса — обычное деление (n, f) и деление с предварительным испусканием γ -кванта $(n, \gamma f)$, можно записать в виде

$$A_i(\nu) = b [\Gamma_{if} a_f(\nu) + \Gamma_{i\gamma f} a_{\gamma f}(\nu)]; \quad (5)$$

$$a_f(\nu + 1) \approx a_{\gamma f}(\nu).$$

Значения ширины Γ_{if} и $\Gamma_{i\gamma f}$ с изменением i флюктуируют независимо и при больших значениях делительной ширины $\Gamma_{\gamma f} \ll \Gamma_f$. Этой дополнительной информации достаточно для получения из выражения (5) $a_f(\nu)$; $a_{\gamma f}(\nu)$ и $\Gamma_{\gamma f}$. Точность определения $\Gamma_{\gamma f}$ по СМ намного выше, чем просто по средней множественности $\bar{\nu}$, так как спектр $A(\nu)$ по сравнению с $\bar{\nu}$ значительно чувствительнее к изменению множественности и, кроме того, эффективность измерения $A(\nu)$ составляет примерно 100%.

Можно продолжить перечень возможностей, открываемых измерениями СМ. Приведенное рассмотрение уже показывает, что оно очень перспективно при исследовании каналов реакций и, как сообщалось ранее [3], при измерении с высокой точностью нейтронных сечений и их отношений.

Первая установка по измерению СМ была создана в 1974 г. в ИАЭ им. И. В. Курчатова [4]. Многосекционный 4л-детектор «Ромашка-2», на котором были проведены первые измерения, состоял из 12 светоизолированных кристаллов NaI(Tl) общим объемом 26 л. Для регистрации нейтронов (деления, рассеяния) образец окружен (n, γ) -конвертером из смеси ^{10}B и парафина. Детектор был установлен на пролетном расстоянии 26 м ЛУЭ-60 ИАЭ им. И. В. Курчатова. Так как число секций небольшое и эффективность регистрации γ -квантов недостаточно высокая, аппаратный спектр множественности $N(k)$, где k — кратность совпадений, заметно отличается от истинного спектра

$$N(k) = \sum_{\nu} f(k, \nu) A(\nu).$$

Здесь $f(k, \nu)$ — функции отклика детектора. При увеличении числа секций, их объема и эффективности регистрации $f(k, \nu) \rightarrow \delta(k - \nu)$, $N(k) \rightarrow A(\nu)_{k=\nu}$. На рис. 3 показаны аппаратные спектры множественности $N(k)$ (в дальнейшем там, где это не будет вызывать неоднозначности, слово «аппаратурный» будем опускать). Заметное

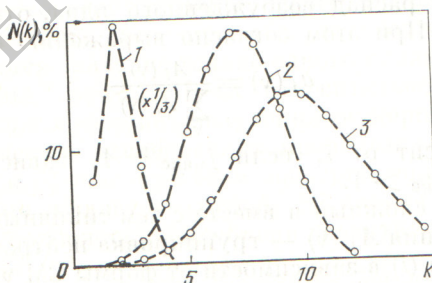


Рис. 3. Спектры множественности радиоактивного распада ^{60}Co (1) и спонтанного деления ^{252}Cf (2, 3), измеренные с помощью детекторов «Ромашка-2» (1, 2) и «Ромашка-3» (3)

перекрытие спектров объясняется в основном недостаточностью хороших функций отклика.

Измерения на «Ромашке-2» были начаты с выяснения спиновой чувствительности СМ γ -квантов радиационного захвата и, в частности, с измерения ^{113}Cd [4]. Обнаружено много новых уровней, что является следствием высокой светосилы метода. Для группировки резонансов (i) по СМ

$$N_i(k) = c_{i1}a(k) + c_{i2}a_2(k) \quad (6)$$

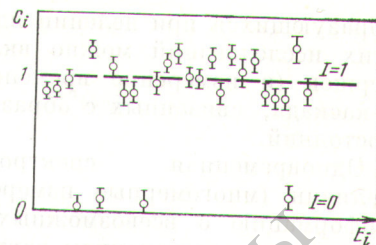
была минимизирована сумма (4) ($\nu \rightarrow k$) при очевидном условии $c_{i1} + c_{i2} = 1$. Для полностью изолированных резонансов c_{i1} равно 0 или 1. Минимизация показала наличие четкой группировки c_{ij} вокруг значений 0 и 1 (рис. 4). Заметим, что чувствительность $N_i(k)$ к спину может быть существенно повышена при улучшении функций отклика, т. е. увеличении числа секций и других параметров.

С помощью «Ромашки-2» были также предварительно измерены сечения захвата ^{238}U [5], значения α и сечения деления ^{235}U [6] в области энергии нейтронов 0,1—30 кэВ. Полученные сечения хорошо согласуются с данными других работ, относительный ход α — с данными многих работ. Однако при абсолютизации α без привлечения каких-либо других данных пришлось расчетным путем определять значения СМ деления при $k \neq 2$ и эффективности регистрации актов деления (98,5%) и захвата (84%). Вклад СМ деления при $k = 2$ оказался большим, а точность его вычисления — низкой, что и привело к снижению точности при абсолютизации.

В целях измерения абсолютного значения α с требуемой высокой точностью (лучше 5%) был создан детектор «Ромашка-3» из 46 кристаллов NaI (Тл) общим объемом 100 л. Этот детектор позволяет регистрировать акты деления и захвата с эффективностью более 99% и хорошо разделять их (см. рис. 3). Вклад деления в области малых кратностей совпадений, т. е. в области регистрации захвата, стал в несколько раз меньше, чем при использовании «Ромашки-2». При $k = 3$ регистрируется всего $\sim 1\%$ деления. Однако и это значение все еще большое, чтобы им полностью пренебречь. Вклад деления при $k = 3$ измеряли непосредственно на «Ромашке-3» одновременно с основными измерениями.

«Ромашка-3» позволила определить абсолютные значения α ^{235}U в области энергии нейтронов 0,1—30 кэВ с точностью лучше 5%. Полученные значения α систематически ниже оцененных (например, по ENDF/B III). Так, в области 0,1—1 кэВ максимальное различие достигает 26%, а среднее $\sim 13\%$; в области 1—10 кэВ максимальное 20%, среднее 1%; в области 10—30 кэВ максимальное 8%, среднее 5%. Во-вторых, результат определения абсолютного

Рис. 4. Результаты спиновой идентификации нейтронных резонансов ^{113}Cd



значения α на «Ромашке-3» в тепловой области совпал с оцененным значением, что подтверждает высокую точность измерений.

В настоящее время проводятся измерения СМ на резонансах ^{239}Pu . Выявлена четкая корреляция между СМ γ -квантов деления и делительной шириной, что указывает на ($n, \gamma f$)-процесс, обнаруженный ранее.

Измерения на «Ромашке-2» и «Ромашке-3» подтвердили, что спектрометрия множественности — перспективный метод исследования и определения нейтронных сечений с высокой точностью. На основе накопленного опыта и анализа ряда еще не решенных задач намечено два основных направления исследования СМ.

1. Измерение СМ γ -квантов радиационного захвата, а для ряда ядер также и деления в сочетании со спектрометрией нейтронов высокого разрешения. Здесь необходимо получить СМ по возможности для большего числа резонансов в целях исследования флюктуационных свойств СМ, группировки резонансов, выявления связи между группами и физическими процессами при образовании и распаде составного ядра, корреляции СМ с нейтронной шириной и другими параметрами. Кроме того, полученные результаты могут быть сопоставлены с расчетами на основе моделей, описывающих γ -каскад. Реализация этой программы требует создания нового спектрометра множественности с достаточно большим каналом для образца, чтобы компенсировать потери в скорости набора статистики из-за увеличения разрешения путем увеличения размеров (соответственно и массы) образца. На этой же установке будут проводиться исследования в более высокой области энергии, где резонансы не разрешены, для разложения сечения по орбитальному моменту налетающего нейтрона и выявления особенностей, связанных, например, с входными состояниями.

2. Спектрометрия множественности в сочетании со спектрометрией энергии частиц и квантов, испускаемых в результате реакции, и вообще со спектрометрией любых других величин. Здесь могут быть различные сочетания одновременных спектрометрических исследований: спектрометрия множественности γ -каскада и энергии одного или нескольких γ -квантов, спектрометрия множественности γ -квантов, нейтронов и энергии осколков,

образующихся при делении ядра, и т. д. В круг этих исследований можно включить поиски задержек (и измерение времени задержки) части γ -каскада, связанных с образованием изомерных состояний.

Одновременная спектрометрия многих величин (многомерные измерения) дает ценную информацию о всевозможных корреляциях при делении и радиационном захвате. На основе результатов таких измерений можно выделить и исследовать крайние случаи — редкие события, например, деление без вылета нейтрона, с вылетом большого числа нейтронов, большого (малого) числа γ -квантов и т. д. Изучение γ -каскада при радиационном захвате с измерением энергии квантов, соответствующих нижним переходам, позволит получить информацию о характеристиках нижних уровней и, может быть, выявить состояния, лежащие сколь угодно близко к основному или другому низколежащему состоянию.

Отметим, что как на имеющихся, так и на вновь создаваемых установках будут измеряться нейтронные сечения, необходимые для оптимизации всего цикла использования атомной энергии.

В настоящее время для реализации некоторых из перечисленных исследований создаются соответствующие установки на базе ЛЭУ-60 ИАЭ им. И. В. Курчатова.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Мурадян Г. В., Адамчук Ю. В., Щепкин Ю. Г. — Вопросы атомной науки и техники. Сер. Некоторые проблемы физики твердого тела. М., 1974, с. 52.
2. Pönitz W. — Z. Phys., 1966, v. 197, p. 262.
3. Мурадян Г. В. и др. Препринт ИАЭ-2634. М., 1976.
4. Адамчук Ю. В. и др. В кн.: Нейтронная физика. Материалы 4-й Всесоюз. конф. Изд. ЦНИИатоминформ, 1977, ч. 3, с. 113.
5. Адамчук Ю. В. и др. Там же, 1977, ч. 2, с. 192.
6. Мурадян Г. В. и др. Там же, 1977, ч. 3, с. 119.

УДК 539.172.4

Угловые распределения нейтронов энергией 5—7 МэВ, упруго- и неупругорассеянных изотопами никеля

КОРЖ И. А., ЛУНЕВ В. П., МИЩЕНКО В. А., МОЖИГУХИН Э. Н., ПАСЕЧНИК М. В., ПРАВДИВЫЙ Н. М.

Рассеяние нейтронов в интересующей нас области энергии изотопами никеля мало изучено как экспериментально (из-за технических трудностей), так и теоретически (из-за сложности механизма взаимодействия), что и стимулировало постановку настоящей работы.

Результаты исследований дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяний нейтронов энергией 5,0 МэВ изотопами $^{58,60,62,64}\text{Ni}$ и теоретический анализ приведены в работе [1], а в настоящей статье — результаты исследований при энергии 6 и 7 МэВ для $^{58,60,64}\text{Ni}$.

Методика эксперимента. Измерения спектров рассеянных нейтронов проведены методом времени пролета под 11 углами в диапазоне $20\text{--}150^\circ$ на импульсном ускорителе ЭГ-5 [2]. Нейтроны энергией $(5,0 \pm 0,17)$; $(6,0 \pm 0,14)$ и $(7,0 \pm 0,12)$ МэВ получены из Ti-D -мишени в реакции $\text{D}(d, n)^3\text{He}$. Методика эксперимента детальнее описана в работах [1, 3].

В измерениях использованы рассеиватели высокого ($> 93\%$) изотопного обогащения в форме цилиндров: из порошков окислов в контейнерах при энергии 5,0 МэВ и из прессованных порошков металлов диаметром 2,0 см, высотой 2,0—3,0 см и массой 34—66 г при энергиях 6,0 и 7,0 МэВ.

Результаты измерений. По измеренным время-пролетным спектрам определены дифференциальные сечения упругого рассеяния нормировкой к измерениям потоков нейтронов под 0° и неупругого рассеяния с возбуждением первых 2^+ -уровней исследуемых изотопов нормировкой к хорошо известным сечениям рассеяния нейтронов водородом.

В измеренные сечения рассеяний введены необходимые поправки на анизотропию выхода нейтронов из мишени (4—11%), на ослабление потока нейтронов в образце (10—33%), а в сечения упругого рассеяния поправки на многократное рассеяние нейтронов в образце и на угловое разрешение эксперимента (соответственно 34 и 27% в минимумах сечений).

Полученные экспериментальные результаты представлены на рисунке. Приведенные погрешности включают погрешности измерений, нормировок и введения поправок. Они составляют от 3 до 10% для сечений упругого рассеяния и от 4 до 9% (кроме трех передних углов) для сечений неупругого рассеяния.

Нет опубликованных данных измерений для исследуемых значений энергии на изотопах никеля. Однако результаты измерений при энергии 5,58 МэВ для ^{58}Ni и ^{60}Ni [4] и при 6,44 МэВ для ^{60}Ni [5] в общем коррелируют с нашими данными.

* Журнальный вариант доклада на 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике (Киев, сентябрь 1980 г.).