

Резонансные интегралы поглощения, барн

Элемент	$R_{\gamma} (1/v)^*$	R'_{γ} сверх $1/v$	$R_{\gamma}=R (1/v)+R'_{\gamma}$	Значение R_{γ} из других работ
Cr	$1,36 \pm 0,1$	$0,12 \pm 0,02$	$1,5 \pm 0,1$	$2,6 \pm 1,1$ [7]; $1,9$ [8]
Cr ⁵⁰	$7,05 \pm 0,4$	$0,3 \pm 0,1$	$7,35 \pm 0,4$	—
Cr ⁵²	$0,35 \pm 0,04$	$0,08 \pm 0,01$	$0,43 \pm 0,04$	—
Cr ⁵³	$7,9 \pm 0,7$	$0,5 \pm 0,05$	$8,4 \pm 0,7$	—
Cr ⁵⁴	$< 0,13$	$< 10^{-2}$	$< 0,13$	—

* Рассчитано по тепловым сечениям, приведенным в работе [6].

ем параметров известных резонансов этого изотопа [9]. Это позволяет думать, что уровень при $1,7$ кэв обусловлен захватом нейтронов с $l=1$.

Cr⁵³. В измерениях с этим изотопом в области $4-8$ кэв проявился очень широкий пик с $\sum_{i=1}^n \left(\frac{\delta_0 \Gamma_{\gamma}}{E_0} \right)_i = 327 \pm 36$ барн. По измерениям полных сечений [12] здесь имеется семь слабых резонансов. Оценка по кривой сечения работы [12] дает величину $\Gamma_n \geq 70$ эв, что позволяет предположить, что $\Gamma_n \gg \Gamma_{\gamma}$. Отсюда из значения $\sigma_0 \Gamma_{\gamma}$ можем получить $\Gamma_{\gamma} = 1 \pm 0,2$ эв.

Измерения проводились также с изотопом Cr⁵⁴, но вследствие очень малого сечения захвата трудно выделить эффект из фона. Поэтому мы приводим только верхнюю границу резонансного интеграла (см. табл. 2).

В заключение выражаем глубокую признательность Ф. Л. Шапиро за постоянное внимание к работе, а также благодарность В. С. Золотареву и его сотрудникам, предоставившим нам разделенные изотопы хрома.

Поступило в Редакцию 13/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. «Ж. эксперим. и теор. физ.», **42**, 988 (1962).
2. Н. Т. Кашукеев, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. В сб. «Нейтронная физика». М., Госатомиздат, 1961, стр. 354.
3. Ю. П. Попов. «Тр. Физ. ин-та АН СССР», **24**, (1962).
4. J. Gibbons et al. Phys. Rev., **122**, 182 (1961).
5. Ю. Я. Стависский, А. В. Шапарь. «Атомная энергия», **10**, 264 (1961).
6. Neutron Cross Sections. Second Edition, BNL, 325, 1958.
7. В. Б. Климентов, В. М. Грязев. «Атомная энергия», **3**, 507 (1957).
8. Р. Маклин. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии. Женева, 1958». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 216.
9. E. Bilpuch et al. Ann. phys., **14**, 387 (1961).
10. J. Draper. Nucl. Sci. Engng, **1**, 522 (1956).
11. Дж. Юз. Нейтронные эффективные сечения. М., Изд-во иностр. лит., 1959.
12. C. Hibdon. Phys. Rev., **108**, 414 (1957).

УДК 621.384.6+539.107.6

Измерения энергии в пучке тормозного излучения в диапазоне $E_{\gamma \text{макс}} = 15 \div 80$ Мэв тремя методами

С. П. Круглов, И. В. Лопатин

При количественных исследованиях физики излучения, фотоядерных реакций и фоторождения мезонов необходимо точное измерение энергии в пучке тормозного излучения. Чаще всего такие измерения в физических лабораториях осуществляются калориметром или методом переходных (каскадных) кривых. Как показано в работах [1, 2], эти методы дают совпадающие в пределах ошибок результаты, если правильно учитываются радиационные утечки энергии из поглотителей, а также потери в ионизации из-за рассеяния электронов из зазора камеры в стороны. В работе [2] отмечается, что метод переходных кривых (ПК) является

менее непосредственным, так как при его применении необходимо знать некоторые физические величины, характеризующие процесс взаимодействия γ -лучей с веществом. Поскольку зависимость этих величин от энергии квантов недостаточно хорошо изучена, интересно сравнить результаты калориметрических и ионизационных измерений в широком диапазоне энергий γ -излучения.

Успешным развитием метода ПК является «квантометр» — прибор, получивший за последние годы широкое распространение. Если обычно при измерении энергии пучка методом ПК определяют последователь-

но ряд точек этой кривой и затем графически вычисляют площадь под ней, то квантометр позволяет заменить всю эту длительную процедуру одним измерением. Он представляет собой многопластинчатую ионизационную камеру, ток которой пропорционален площади под ПК, определяемой по формуле парабол (Симпсона). Кроме того, конструкцией прибора предусмотрена компенсация утечек энергии через боковые и торцовые поверхности. Чтобы проверить, насколько точно в квантометре интегрируется ПК, интересно сравнить его показания с результатами измерения ПК обычным способом в том же материале.

В настоящей работе проведено сравнение трех методов определения энергии в пучке тормозного излучения — калориметрического, с помощью измерения ПК и с использованием квантометра — в диапазоне $E_{\gamma \text{ макс}} = 15 \div 80 \text{ МэВ}$. Охарактеризуем кратко каждый из этих методов.

1. Конструкция применявшегося калориметра описана в работе [3]. Он регистрировал мощности пучка до 10^{-5} вт . В свинцовом поглотителе калориметра диаметром 7,5 и длиной 8 см выделялось в виде тепла более 93% энергии пучка γ -квантов. Энергию, уносимую γ -излучением утечек, определяли специальной ионизационной камерой.

2. При измерении ПК использовалась экстраполяционная камера [4]. Площадь S под ПК определялась графоаналитическим методом. Отдельно измерялись радиационные утечки энергии. При полном поглощении пучка его энергия пропорциональна S :

$$U = \frac{w\bar{q}}{e} \cdot \frac{\delta_z}{\delta_g} S, \quad (1)$$

где w — работа образования пары ионов в газе; \bar{q} — отношение массовых тормозных способностей вещества поглотителя и газа, усредненное по спектру вторичных электронов; e — заряд электрона; δ_z и δ_g — плотности твердого вещества и газа соответственно.

3. Описание квантометра приведено в работе [5]. Он состоит из 12 медных пластин толщиной $X_0 \approx 1 \text{ см}$, разделенных зазорами в 0,1 и 0,2 см; средняя ширина зазоров $a = 0,15 \text{ см}$. Чувствительность прибора C (в кулонах на 1 МэВ падающего излучения) может быть рассчитана теоретически (см. формулу (3а) в работе [6]). Зная чувствительность квантометра, можно по величине собранного ионизационного заряда I определить энергию пучка γ -квантов:

$$E = IC. \quad (2)$$

Вся экспериментальная работа по сопоставлению различных методов проводилась на синхротроне Физико-технического института АН СССР им. А. Ф. Иоффе с максимальной энергией 85 МэВ. Интенсивность тормозного излучения, даваемого ускорителем, не остается постоянной во время опытов. Чтобы можно было сравнивать результаты различных экспериментов, все измерения относились к показаниям образцовой камеры (ОК). Описание этой камеры дано в работе [1].

Результаты измерений приведены на рис. 1. По оси ординат отложена энергия пучка, соответствующая одному кулону заряда в ОК, по оси абсцисс — значение границы тормозного спектра. Чтобы не загромождать рисунок, величины стандартных отклонений показаны только для трех значений $E_{\gamma \text{ макс}}$: 15, 40 и 80 МэВ. Видно, что три различных метода дают результаты, согласующиеся в пределах ошибок измерений; расхождение нигде не превышает 2%.

При анализе полученных результатов надо иметь в виду, что для ионизационных методов (ПК и квантометр) приведенные стандартные отклонения включают в себя не только погрешности эксперимента, но и неопределенность, связанную с неточностью величин

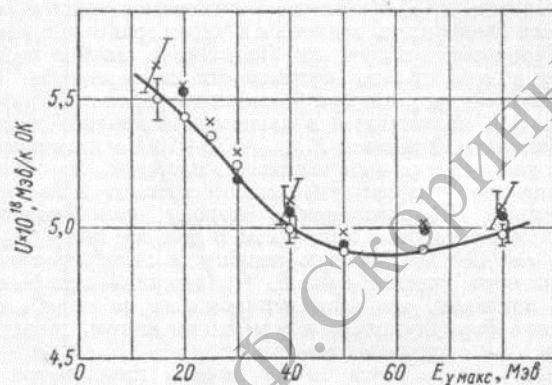


Рис. 1. Результаты измерений энергии в пучке тормозного излучения, произведенных с помощью калориметра (○), квантометра (×) и по методу переходных кривых (●). (Кривая проведена по данным калориметрического метода.)

w ($\pm 1,5\%$) и \bar{q} ($\pm 1\%$). Поскольку эти ошибки одинаковы для обоих ионизационных методов, их можно исключить, если непосредственно сравнить показания кван-

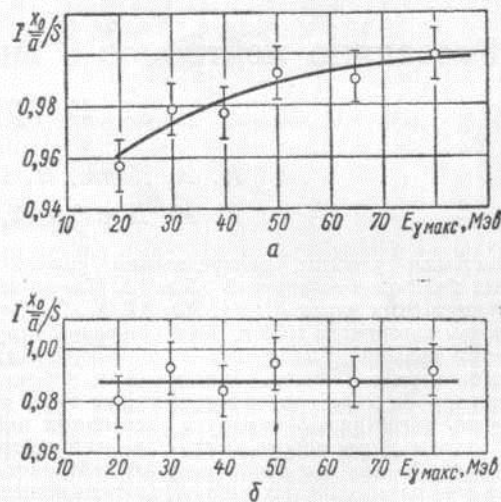


Рис. 2. Сравнение показаний квантометра (а) и tandem-квантометра (б) с результатами измерений переходной кривой в меди.

тометра с результатами измерения ПК обычным методом. Как уже отмечалось, ионизационный заряд I , собираемый в квантометре, пропорционален площади S' под ПК, определяемой по формуле парабол

$$I = \frac{\bar{a}}{X_0} S'. \quad (3)$$

Поэтому по величине отношения $I \frac{X_0}{S} = \frac{S'}{S}$ можно судить о том, насколько точно осуществляется интегрирование ПК в квантометре.

На рис. 2, а, б приведена экспериментально полученная зависимость величины S'/S от граничной энергии тормозного излучения. Показанные ошибки включают в себя только погрешности эксперимента. Из графика следует, что при больших энергиях интегрирование ПК выполняется в квантометре вполне удовлетворительно. В области $E_{\text{умакс}} = 20 \div 50$ Мэв квантометр дает уже существенное занижение площади. Это объясняется тем, что при уменьшении граничной энергии максимум ПК смещается в сторону малых толщин и формула парабол при одном и том же шаге ($X_0 = 1$ см) дает все большую ошибку в интегрировании начального участка кривой. Проведенные исследования показали, что если использовать на начальном участке формулу парабол с меньшим шагом, то величину этой ошибки можно снизить.

Была разработана новая модель квантометра — «тандем-квантометр», который состоял из двух наборов пластин толщиной 0,4 и 0,8 см, а интегрирование осуществлялось по двойной формуле Симпсона. Экспериментальные значения S'/S для этого прибора приведены на рис. 2, б. Видно, что в пределах ошибок можно считать величину S'/S не зависящей от $E_{\text{умакс}}$. Если такая зависимость и существует, то она не превышает 1% в рассмотренном диапазоне энергий.

В итоге проведенной работы показано, что три рассмотренных метода измерений энергии в пучке излучения дают согласующиеся в пределах ошибок измерений результаты в диапазоне $E_{\text{умакс}} = 15 \div 80$ Мэв.

Некоторое систематическое расхождение между ионизационными и калориметрическими измерениями может быть обусловлено неточностью значений w и q .

Сравнение показаний квантометра с результатами измерений методом ПК показало, что ошибка в интегрировании ПК квантометром составляет менее 1% при $E_{\text{умакс}} = 80$ Мэв и порядка 4% при 20 Мэв. Использование двойной формулы Симпсона (тандем-квантометр) позволяет осуществить это интегрирование с точностью до 1% во всем рассмотренном интервале энергий.

Поступило в Редакцию 26/VIII 1963 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. П. Круглов. «Ж. техн. физ.», XXXI, 1092 (1961).
2. С. П. Круглов. Там же, стр. 1451.
3. С. П. Круглов, И. В. Лопатин. «Приборы и техника эксперимента», 4, 53 (1963).
4. С. П. Круглов, И. В. Лопатин. Там же, стр. 417.
5. А. П. Комар, С. П. Круглов. «Ж. техн. физ.», XXX, 1369 (1960).
6. А. П. Комар, С. П. Круглов, И. В. Лопатин. «Докл. АН СССР», 145, 309 (1962).

УДК 539.171.4

Рассеяние нейтронов с энергиями 0,5 и 0,8 Мэв на легких и средних ядрах

И. А. Корж, Н. С. Копытин, М. В. Пасечник,
Н. М. Правдивый, Н. Т. Скляр, И. А. Тоцкий

Измерения угловых распределений упруго рассеянных нейтронов с энергией 0,5 и 0,8 Мэв на легких и промежуточных ядрах (С, Na, Mg, Al, Ni, Cu, Se, Te) выполнены авторами в 1959 г. Для измерений упругого рассеяния нейтронов на легких и промежуточных ядрах использовался метод, описанный в работе [1].

Детектор был выбран пороговым для того, чтобы исключить регистрацию неупруго рассеянных нейтронов. С учетом этого порога разброс энергий нейтронов составлял ± 50 кэв для обеих энергий нейтронов, так что для всех исследованных ядер результаты можно считать усредненными по резонансам.

Измерения проведены для восьми различных углов в интервале $30 \div 140^\circ$. Угловое разрешение не превышало $\pm 10^\circ$. Монитором при измерениях служил «длинный» борный счетчик.

При вычислении дифференциальных сечений упругого рассеяния нейтронов учитывались неоднородность потока нейтронов по объему рассеивателя и протяженность детектора. Многократное рассеяние нейтронов в рассеивателе учитывалось по методу, предложенному в работах [2, 3]. Введена также поправка на зависимость эффективности детектора от изменения энергии

нейтронов при упругом рассеянии на угол θ и многократных упругих соударениях.

На рис. 1, 2 приведены дифференциальные сечения в зависимости от косинуса угла рассеяния в лабораторной системе координат для энергий нейтронов 0,5 и 0,8 Мэв. На кривых указаны статистические ошибки измерений. По найденным дифференциальным сечениям упругого рассеяния нейтронов были определены интегральные сечения упругого рассеяния σ_e , среднее значение косинуса угла упругого рассеяния $\cos \theta$, транспортное сечение упругого рассеяния σ_{tr} , а также сечение неупругого взаимодействия нейтронов $\sigma_{ne} = \sigma_t - \int \sigma(\theta) d\Omega$ и транспортное сечение с учетом неупругих процессов σ_{tr} . Указанные величины приведены в таблице.

Полученные угловые распределения упруго рассеянных нейтронов свидетельствуют о том, что рассеяние нейтронов для обеих энергий анизотропно. Наблюдаемая анизотропия подтверждает предсказания оптической модели ядра [4]. Для С, Na, Al, Ni и Cu в угловом распределении упруго рассеянных нейтронов наб-