

ГОСУДАРСТВЕННЫЙ КОМИТЕТ  
ПО ИСПОЛЬЗОВАНИЮ АТОМНОЙ ЭНЕРГИИ СССР

INDC(CCP)-157/G

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:  
Ядерные константы

ВЫПУСК  
4 (39)

1980



## ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

Серия: Ядерные константы

Выпуск 4 (39)

Москва 1980

ЦЕНТРАЛЬНЫЙ НАУЧНО-ИССЛЕДОВАТЕЛЬСКИЙ ИНСТИТУТ ИНФОРМАЦИИ  
И ТЕХНИКО-ЭКОНОМИЧЕСКИХ ИССЛЕДОВАНИЙ ПО АТОМНОЙ НАУКЕ И ТЕХНИКЕ

### СОДЕРЖАНИЕ

Зеневич В.А., Клепацкий А.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. Радиационный захват нейтронов с энергией до 3 МэВ делящимися ядрами	3
Симаков С.П., Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Труфанов А.М., Пильц В., Ферч Х., Штрайль Т. Упругое и неупругое рассеяние нейтронов с энергиями от 5 до 8 МэВ на природном молибдене	7
Казюла Б.Г., Козудин Э.М., Победоносцев Л.А., Немилев Ю.А., Сисоева Л.Н., Тутин Г.А., Филатенков А.А. Измерение функций возбуждения ряда уровней $^{238}\text{U}$ в реакции $(n, n'\gamma)$	14
Савин М.В., Парамонова И.Н., Чиркин В.А., Лудин В.Н., Залялов Н.Н. Полные сечения образования $\lambda$ -квантов при взаимодействии быстрых нейтронов с ядрами меди и молибдена	17
Бычков В.М., Карпов В.В., Пащенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения неупругого взаимодействия заряженных частиц с атомными ядрами	24
Вдовин А.И., Голиков И.Г., Лоцаков И.И. Расчет сечений ядерных реакций по результатам измерений в фотоэмульсионной камере	29
Матусевич В.А., Сулема В.Н., Черданцев Ю.П., Шадрин В.Н. Угловые распределения ядер отдачи $^1,2\text{H}$ при упругом соударении с ионами $^4\text{H}$ и $^1\text{H}$	37
Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Электрон-позитронные факторы сечений возбуждения ядра при аннигиляции позитронов на К-оболочке тяжелых атомов	49
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИИДА	54

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам.главного редактора Л.Н.УСАЧЕВ

П.П.Благоволин, В.П.Вертебный, В.Я.Головня, Ю.С.Замятнин, Ю.А.Казанский,  
С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.А.Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н.Манохин,  
В.И.Матвеев, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, М.Н.Николаев, Э.Е.Петров, Ю.П.Попов,  
Г.Я.Труханов, О.А.Сальников, С.И.Сухоручкин, Г.Е.Шаталов, Г.Б.Яньков,  
Г.Б.Ярына, М.С.Юткевич

КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ СТРУКТУРЫ ЯДРА  
И ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

Зам.главного редактора А.Г.ЗЕЛЕНКОВ

Б.Я.Гужовский, П.П.Дмитриев, Б.С.Ишханов, Е.Г.Копанец, Ю.В.Сергеенков  
Ю.В.Хольнов, Н.П.Чижова, Ф.Е.Чукреев

Ответственный секретарь Д.А.КАРДАШЕВ

УДК 539.173.4

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 3 МэВ ДЕЛЯЩИМИСЯ ЯДРАМИ

В.А. Зеневич, А.Б. Клепацкий, В.А. Конышин, Е.Ш. Суховицкий

**RADIATIVE CAPTURE CROSS-SECTIONS FOR FISSILE NUCLEI FOR NEUTRON ENERGIES UP TO 3 MeV.** Radiative capture cross-sections for  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{240}\text{Pu}$  are calculated using the following level density models: the fermi-gas model, the fermi-gas model involving collective modes and the superfluid nucleus model. The non-spherical potential with carefully adjusted parameters is used to calculate neutron transmission coefficients. It is concluded that the best agreement between the experimental and theoretical data can be obtained for the level density fermi-gas model involving collective modes.

В последнее время все большее значение приобретают оценка и предсказание нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер. В первую очередь это относится к наименее изученному экспериментально сечению радиационного захвата  $\sigma_{\gamma}$ . В настоящей работе на основе современных представлений о вероятностях различных процессов распада составного ядра предпринята попытка выяснить возможность предсказания  $\sigma_{\gamma}$  в области энергий до 3 МэВ.

Важнейшее влияние на расчет парциальных сечений оказывают нейтронные проницаемости, так как они определяют сечение образования составного ядра и конкуренцию реакций с вылетом нейтронов другим процессам. Наиболее корректно нейтронные проницаемости могут быть получены методом связанных каналов [1], позволяющим учесть наличие в деформированных ядрах связи уровней основной ротационной полосы. Расчеты проводились для  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , деформированный потенциал для которых оптимизировался по имеющимся экспериментальным данным:  $S_0$ ,  $S_1$ ,  $\sigma_p$ ,  $\sigma_t(E)$ ,  $\frac{d\sigma_{el}}{d\Omega}$ ,  $\frac{d\sigma_{in}}{d\Omega}$ . Используемый потенциал имеет единые для всех трех ядер геометрические параметры, а изотопическая зависимость определяется выбранными величинами действительной и мнимой глубин потенциала и параметрами деформации ядер.

Делительные проницаемости задавались в виде, учитывающем спиновую зависимость:

$$T_{FJ}(E) = (2J + 1) \exp \left[ - \frac{(J + 1/2)^2}{2\sigma^2} \right] T_f(E),$$

где  $T_f(E)$  определялась из подгонки расчетного сечения деления к экспериментальному. При расчетах ширины и сечения деления  $^{239}\text{Pu}$  использовались дискретный спектр переходных состояний и параметры барьеров деления из работы [2].

Проницаемости радиационного захвата рассчитывались в предположении, что основным механизмом радиационного захвата является разрядка составного ядра в результате испускания  $\gamma$ -квантов. Энергетическая зависимость вероятности испускания  $\gamma$ -квантов выбрана в виде лоренцевской кривой с параметрами гигантского резонанса [3]. В расчетах принимались во внимание только электрические дипольные переходы. Конкуренция  $(n, \gamma f)$ - и  $(n, \gamma n')$ -реакций радиационному захвату учитывалась аналогично данным работы [4]. Проницаемости нормировались к экспериментальным величинам [5, 6]. Спектральный фактор в форме Вайскопфа в наших расчетах  $\sigma_{\gamma}$  не использовался, так как он не может объяснить экспериментально обнаруженный гигантский резонанс в сечении фотопоглощения. Кроме того, эта зависимость не позволяет получить согласие с экспериментальными данными [7, 8] по  $(n, \gamma f)$ -реакции (табл.1).

Таблица 1

Значения ширины ( $\Gamma_{ff}$ )-реакции для  $^{239}\text{Pu}$  при различных моделях плотности уровней и спектральных факторах

Модель	$\langle \Gamma_{ff}^{0+} \rangle - \langle \Gamma_{ff}^{1+} \rangle$ мэВ	$\langle \Gamma_{ff}^{1+} \rangle$ мэВ
Ферми-газ (Лоренц)	5,94	5,46
" (Вайскофф)	10,59	11,55
Ферми-газ с учетом коллективных мод (Лоренц)	3,62	3,11
То же (Вайскофф)	7,25	7,28
Сверхтекучая модель (Лоренц)	6,40	6,23
То же (Вайскофф)	11,42	13,37
По данным работ [7,8]	< 4	4,1±0,9

родностей в спектре одночастичных уровней, корреляционные эффекты сверхпроводящего типа и когерентные эффекты коллективной природы.

Традиционная модель ферми-газа дает следующее выражение для  $\rho(U, J)$ :

$$\rho_{\text{Ф-Г}}(U, J) = \frac{2J+1}{24\sqrt{2}\sigma^3\alpha^{1/4}(U-\delta)^{5/4}} \exp \left[ 2\sqrt{\alpha(U-\delta)} - \frac{(J+1/2)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (1)$$

где  $\sigma^2 = \frac{6}{\pi^2} m^2 \sqrt{\alpha(U-\delta)}$ ;  $\alpha$  - основной параметр плотности уровней, пропорциональный плотности одночастичных состояний на поверхности Ферми и определяемый из плотности нейтронных резонансов. Величина  $m^2$  обычно выбирается на основе квазиклассической оценки (0,22-0,25  $\text{А}^{2/3}$ ), поправка  $\delta$  взята нами из работы [14].

Учет оболочечных эффектов в модели ферми-газа осуществляется путем введения зависимости параметра  $\alpha$  от энергии возбуждения и оболочечной поправки  $\delta W$  в формуле масс [15]:

$$\alpha = \tilde{\alpha} \left[ 1 + f(U)\delta W / (U-\delta) \right],$$

где  $f(U) = 1 - \exp[-\gamma(U-\delta)]$ ;  $\tilde{\alpha}$  и  $\gamma$  - параметры, определяемые из систематики.

При учете коллективных эффектов формула (1) приобретает вид

$$\rho(U, J) = K_{\text{Фр}}(U) K_{\text{Кол}}(U) \rho_{\text{Ф-Г}}(U, J).$$

Вопрос об энергетической зависимости коэффициентов увеличения плотности уровней  $K_{\text{Фр}}(U)$  и  $K_{\text{Кол}}(U)$ , обусловленных вращательными и колебательными модами, далеко не ясен. Особенно ненадежны оценки вклада этих состояний в промежуточной области энергий между дискретным спектром низколежащих состояний и энергией связи нейтрона. Модель постоянной температуры также не гарантирует адекватного воспроизведения плотности уровней на некотором удалении от экспериментально разрешенного дискретного спектра. В настоящей работе выражения для  $K_{\text{Фр}}$ ,  $K_{\text{Кол}}$  и  $\sigma^2$  взяты из работ [13, 16]:

$$\begin{aligned} K_{\text{Фр}}(U) &= F_{\perp} t; \\ K_{\text{Кол}}(U) &= \exp(0,25\alpha^{2/3} t^{4/3}); \\ \sigma^2 &= F_{\perp}^{2/3} F_{\parallel}^{1/3} t, \end{aligned} \quad (2)$$

где  $F_{\perp}$  и  $F_{\parallel}$  - перпендикулярный и параллельный моменты инерции, рассчитываемые по данным работы [13];  $t$  - температура возбужденного ядра.

Таким образом, необходимые для расчетов по статистической модели величины, кроме плотности уровней, определены. Для предсказания энергетической зависимости плотности уровней, оказывающей важное влияние на расчет нейтронных сечений, применяются различные физические модели. В расчетах по статистической модели широко используется модель ферми-газа. В последние годы появились указания на несоответствие этой модели как выводам микроскопической теории, так и некоторым экспериментальным данным [9]. Поэтому наряду со строгими, но очень трудоемкими микроскопическими моделями плотности уровней [10, 11] разрабатывались также методы статистического усреднения [12, 13], достаточно простые и удобные для практических расчетов, включающие в себя основные результаты микроскопической теории. Эти модели учитывают существование оболочечных неоднородностей в спектре одночастичных уровней, корреляционные эффекты сверхпроводящего типа и когерентные эффекты коллективной природы.

Таблица 2

Значения  $\langle D \rangle_{\text{набл}}$  и  $\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набл}}$ , использованные в расчетах

Составное ядро	$\langle D \rangle_{\text{набл}}$ , эВ	$\langle \Gamma_\gamma \rangle_{\text{набл}}$ , мэВ
$^{238}\text{U}$	2,5 [17]	-
$^{239}\text{U}$	24,8 [18]	23,5 (ЕКСР/В-IV)
$^{239}\text{Pu}$	9,5 [19]	-
$^{240}\text{Pu}$	2,38 [5]	43,3 [5]
$^{241}\text{Pu}$	13,5 [6]	30,7 [6]

Соотношения плотности уровней из сверхтекучей модели ядра взяты из работы [13]. В отличие от этих данных коэффициент  $K_{\text{КОЛ}}$  взят в виде, представленном в выражении (2), а энергетическая зависимость параметра  $\alpha$ , которой можно пренебречь при малых значениях  $\delta W$ , не учитывалась. Значения параметра  $\alpha$  для всех моделей выбирались из согласия расчета с экспериментальными данными по величине  $\langle D \rangle_{\text{набл}}$  [5, 6, 17-19] (табл.2).

Расчет нейтронных сечений проводили на основе формализма Хаузера - Фешбаха. До границы дискретного и непрерывного спектров уровней ядра-мишени использовали модификацию формализма, учитывающую эффекты флуктуации нейтронных и делительных ширин и корреляции входного и выходного упругого каналов. В более высокой области энергий расчеты проводили с использованием формализма работы [20]. Схема уровней  $^{238}\text{U}$  взята из работы [21],  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$  - из работы [22].

Сравнение сечений радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$ , рассчитанных с использованием спектрального фактора Лоренца и плотности уровней из различных моделей, с экспериментальными данными в области 0,1 - 3,0 МэВ приведено на рис.1.

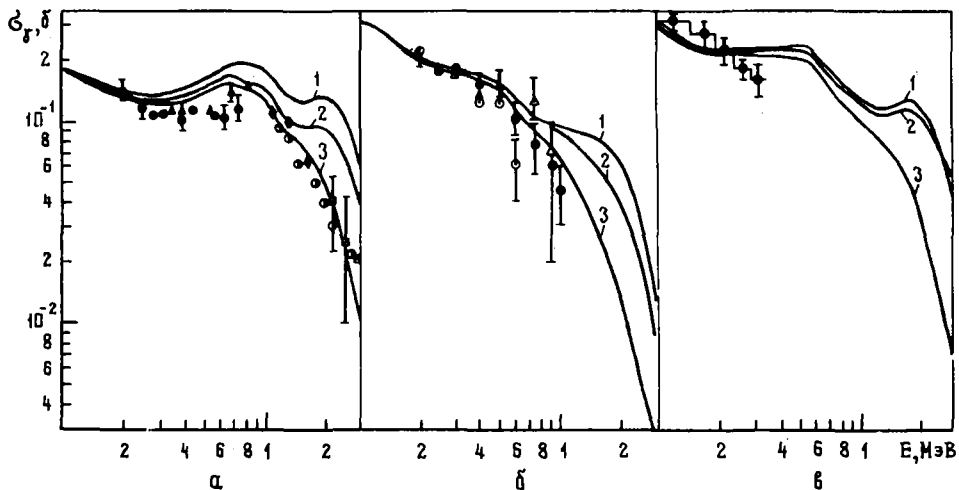


Рис.1. Сечение радиационного захвата  $^{238}\text{U}$  (а),  $^{239}\text{Pu}$  (б) и  $^{240}\text{Pu}$  (в) для различных моделей плотности уровней и спектрального фактора в форме Лоренца: 1 - ферми-газ; 2 - модель сверхтекучего ядра; 3 - ферми-газ с учетом коллективных мод (знаки - данные разных авторов)

Из рисунка видно, что для указанных трех ядер наилучшее согласие с экспериментом во всей области достигается при использовании плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод. Наибольшее расхождение результатов расчета с экспериментальными данными наблюдается для плотности уровней из традиционной модели ферми-газа. Введение энергетической зависимости параметра  $\alpha$  в модели ферми-газа не приводит к существенному изменению расчетных значений  $\sigma_\gamma$ . Промежуточные (по сравнению с другими моделями) значения  $\sigma_\gamma$  следует для плотности уровней из сверхтекучей модели ядра.

Интересно сравнить рассчитываемые значения ширины  $(n, \gamma f)$ -реакции для  $^{239}\text{Pu}$  с экспериментальными данными (см. табл.1). Как видно, наилучшее согласие по  $(n, \gamma f)$ -ширинам достигается для спектрального фактора Лоренца и плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод.

На расчет  $\sigma_n$  выше границы дискретного и непрерывного спектров уровней ядра-мишени наряду с плотностью уровней составного ядра оказывает влияние плотность уровней ядра-мишени, определяющая величину сечения неупругого рассеяния в непрерывный спектр. О правильности описания плотности уровней ядра-мишени при низких энергиях возбуждения можно также судить, анализируя сечения возбуждения дискретных уровней. Здесь в расчет входит только плотность уровней ядра-мишени в интервале энергий, непосредственно примыкающем к экспериментально разрешенному дискретному спектру. Сравнение рассчитанных сечений возбуждения дискретных уровней  $^{239}\text{Pu}$  (с учетом прямого возбуждения низколежащих коллективных уровней) с экспериментом также свидетельствует в пользу модели ферми-газа с учетом коллективных мод (рис.2).

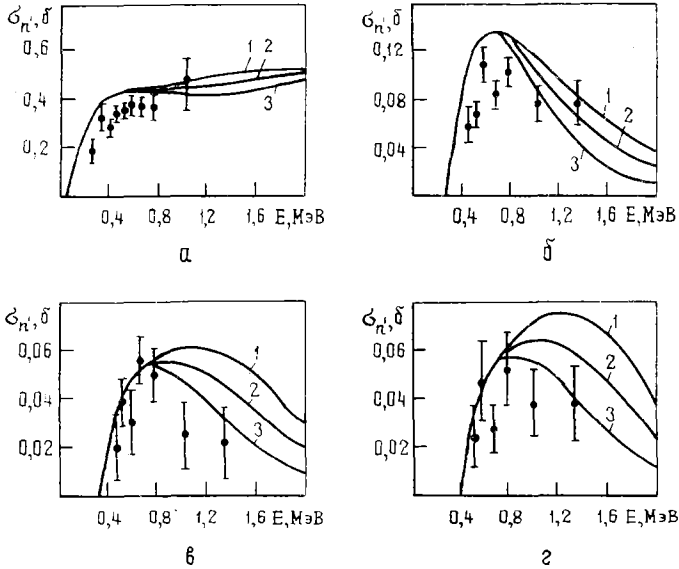


Рис.2. Сечения возбуждения дискретных уровней  $^{239}\text{Pu}$  для различных моделей плотности уровней, кэВ: 57-76 (а), 285 (б), 350 (в), 387-392 (г) (обозначения кривых те же, что и на рис.1)

Таким образом, плотность уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод позволяет получить наилучшее согласие с экспериментом для рассматриваемых ядер как по сечению  $\sigma_n$ , так и по сечениям возбуждения дискретных уровней. Проведенный анализ показывает, что в расчетах парциальных нейтронных сечений тяжелых делящихся ядер по статистической модели необходимо учитывать деформированность этих ядер в двух аспектах: при определении нейтронных проникаемостей и при определении плотности уровней.

#### Список литературы

1. Тамуга Т. *Rev. Modern Phys.*, 1965, v.37, p.679-708.
2. Анципов Г.В., Зеневич В.А., Клепацкий А.Б. и др. *Изв.АН БССР. Сер.физ.-энерг.н.*, 1979, вып.4, с.13-19.
3. Лучко В.Е., Остапенко Ю.Б., Смиренкин Г.Н. и др. *Ядерная физика*, 1978, т.28, вып.5(11), с.1170-1184.
4. Суховицкий Е.Ш., Клепацкий А.Б., Коньшин В.А., Анципов Г.В. В кн.: *Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.)*. М., ЦНИИатоминформ, 1977 г., ч.4, с.68-74.
5. Коньшин В.А., Мороговский Г.Б., Суховицкий Е.Ш. *Изв.АН БССР. Сер. физ.-энерг.н.*, 1974, вып.2, с.21-28.
6. Анципов Г.В., Бендерский А.Р., Коньшин В.А., Суховицкий Е.Ш. В кн.: *Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.)*. М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.2, с.34-37.
7. Зен Чан Бом, Пантелеев Ц., Тянь Сан Хак. *Изв. АН СССР*, т.37, вып.1, с.82-85.



8. Ryabov Yu., Trochon J., Shackleton D. Nucl. Phys., 1973, v. A216, p.395-406.
9. Блохин А.И., Игнатюк А.В., Платонов В.П., Толстиков В.А. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.3-14.
10. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Vdovin A.I. Nucl. Phys., 1974, v. A224, p.411-428.
11. Воронов В.В., Комов А.Л., Малов Л.А., Соловьев В.Г. Ядерная физика, 1976, т.24, с.504-507.
12. Игнатюк А.В., Соколов Ф.В., Шубин Ю.Н. Там же, 1973, т.18, с.989-998.
13. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. Там же, 1979, т.29, с.875-883.
14. Nemirovsky P.E., Adamchuk Yu.V. Nucl.Phys., 1962, v.39, N 4, p.551-562.
15. Игнатюк А.В., Смиренкин Г.Н., Тишин А.С. Ядерная физика, 1975, т.21, с.485-490.
16. Игнатюк А.В., Истеков К.К., Смиренкин Г.Н. См. [4], ч.1, с.60-65.
17. Lynn J.E. AERE-R7468, Harwell, 1974.
18. De Saussure G., Olsen D.K., Perez R.B., Difilippo F.C. Progr.Nucl.Energy, 1979, v.3, p.87-124.
19. Mughabghab S.P., Garber D.L. BNL-325, 3-rd ed., 1973, v.1.
20. Terpel J.W., Hofmann H.M., Weidenmüller H.A. Phys.Letters, 1974, v.49B, p.1-4.
21. Lambropoulos P. Nucl. Sci. and Engng, 1971, v.46, p.356-365.
22. Nuclear Data Sheets. ORNL, 1969.

Статья поступила в редакцию 19 мая 1980 г.

УДК 539.171.017

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ  
С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 5 ДО 8 МЭВ НА ПРИРОДНОМ МОЛИБДЕНЕ

С.П. Симаков, Г.Н. Ловчикова, О.А. Сальников, А.М. Труфанов,  
В. Пильц, Х. Фёрч, Т. Штрайль

ELASTIC AND INELASTIC SCATTERING OF NEUTRONS IN THE ENERGY RANGE FROM 5 TO 8 MeV BY NATURAL MOLYBDENUM. Differential cross-sections of elastic and inelastic scattering of neutrons by molybdenum have been measured for incident neutron energies 4,91; 5,98; 6,98 and 8,01 MeV. The measurements were performed by time-of-flight method using the gas tritium target as the neutron source. The basic details of experimental arrangement and data reduction procedure are presented. Cross-sections were compared to available data from another works and are listed in tables.

Настоящая работа является продолжением начатых исследований процессов неупругого рассеяния нейтронов на некоторых элементах в области энергий в несколько мегаэлектрон-вольт [1]. Эти исследования представляют интерес для теории ядерных реакций и имеют большое практическое значение. Так, в списке запросов на ядерные данные WRENDA 79/80 [2] в рассматриваемой области энергий нейтронов требуются дифференциальные сечения упругого рассеяния на природном молибдене с точностью не хуже 10%, а также угловые и энергетические распределения неупруго рассеянных нейтронов с точностью 15%. Эти сечения необходимы для быстрых реакторов, расчета бланкетов и защиты термоядерных установок, а также для решения проблем, связанных с транспортировкой нейтронов в них.

Эксперимент. Измерение дифференциальных сечений упругого и неупругого рассеяния нейтронов молибденом проводилось на спектрометре по времени пролета [3] с газовой тритиевой мишенью [4] в качестве источника нейтронов. С подробным описанием экспериментальной установки можно ознакомиться в указанных работах. В настоящей работе дается лишь краткая сводка экспериментальных условий, в которых выполнены измерения.

Источник нейтронов – реакция  $T(p,n)$ . Давление газообразного трития в мишени 1,8 атм; два входных окошка, между которыми циркулирует охлаждающий поток гелия при давлении 1 атм, выполнены из  $^{58}\text{Ni}$ -фольг толщиной по 8,7 мг/см<sup>2</sup>. Мишень дает поток вылетающих вперед нейтронов около  $10^8$  нейтр./(ср.мкКл). Измерения выполнены при четырех начальных энергиях нейтронов, падающих на образец:  $4,91 \pm 0,06$ ;  $5,98 \pm 0,07$ ;  $6,98 \pm 0,07$  и  $8,01 \pm 0,08$  МэВ.

Источник протонов – перезарядный электростатический ускоритель ЭП-10М, работающий в импульсном режиме. Энергия ускоренных протонов 6,5–9,5 МэВ, длительность сгустка протонов на мишени около 1 нс, частота их повторения 5 МГц, средний ток на мишени 1,5–2,5 мкА.

Исследуемый образец – металлический молибден (химическая чистота металла 99,8%), выполненный в виде полого цилиндра со следующими размерами: внешний диаметр 3,1 см, внутренний 1,6 см, высота 5,0 см. Образец, который располагали на расстоянии 15 см перед мишенью, содержал 2,94 моля ядер природного молибдена. Для привязки сечений рассеяния нейтронов исследуемому образцу к сечению  $(n,p)$ -рассеяния использовали водородсодержащий образец – полиэтиленовый цилиндр диаметром 1,0 см, высотой 5,0 см, содержащий 0,2573 моля ядер водорода и 0,5176 моля ядер углерода.

Рассеянные нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором (кристалл стльбена и ФЭУ-30) на пролетной базе 200 см. Детектор окружен защитой, которая, вращаясь вокруг образца, располагается под заданным углом к падающему на образец потоку нейтронов:  $0^\circ$  – при измерении потока нейтронов, летящих прямо из мишени;  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$  и  $150^\circ$  – при измерении временных спектров упруго и неупруго рассеянных нейтронов образцом.

Мониторирование отдельных измерений на разных углах рассеяния проводили по показаниям дополнительного сцинтилляционного детектора, расположенного под углом  $49^\circ$  на расстоянии 410 см от мишени и измеряющего выход нейтронов из нее. Одновременно временные спектры нейтронов, зарегистрированные монитором и основным детектором, накапливались в памяти. Дополнительную информацию о нейтронном потоке, падающем на образец, получали из показаний двух других мониторов: всеволнового счетчика нейтронов, расположенного под углом  $90^\circ$  на расстоянии 300 см от мишени, и интегратора тока, измеряющего заряд (число) протонов, упавших на мишень во время замера.

Методика измерений сечений рассеяния нейтронов образцом состояла из следующей последовательности процедур. Прямой поток нейтронов из мишени измеряли детектором, расположенным под углом  $0^\circ$ . Затем измеряли спектры нейтронов с образцом ( $N_{\text{эф}}^T$ ) и без него ( $N_{\text{ф}}^T$ ) последовательно под всеми перечисленными углами (под  $45^\circ$  дополнительно измеряли спектр нейтронов, рассеянных полиэтиленовым образцом), детектор возвращали на  $0^\circ$  и все процедуры повторяли сначала до набора необходимой статистики отсчетов в спектрах. В зависимости от начальной энергии нейтронов выполняли определенное число аналогичных проходов с вакуумированной мишенью (накапливались соответственно спектры  $N_{\text{эф}}^0$  и  $N_{\text{ф}}^0$ ).

Обработка данных. Первоначально для каждого угла рассеяния проводится сдвиг и суммирование временных спектров (детекторного и мониторного) из разных проходов. Из суммарного временного спектра монитора извлекается число нейтронов  $N_M$ , вылетающих из мишени и зарегистрированных монитором. Из спектра нейтронов, рассеянных полиэтиленом, находится число нейтронов  $N_{\text{нр}}$ , провазимодействовавших с водородом. Затем на основе измерений с тритием в мишени и без него находится чистый эффект упруго и неупруго рассеянных образцом на определенный угол нейтронов:

$$N(\theta, t) = (N_{\text{эф}}^T - N_{\text{ф}}^T) - (N_{\text{эф}}^0 - N_{\text{ф}}^0).$$

Выражение, стоящее в первых скобках, соответствует суммарному эффекту от рассеяния нейтронов с начальной энергией  $E_0$  [образованных в реакции  $T(p,n)$ ] и от рассеяния нейтронов со всеми другими энергиями (образованных в конструкционных материалах мишени под действием падающего пучка протонов). Вклад последних учитывается вычитанием эффекта, измеренного с вакуумированной мишенью (выражение, стоящее во вторых скобках). Вычитание спектров, измеренных с тритием и без трития, производится после их приведения к одному числу протонов, зарегистрированных интегратором тока в этих измерениях.

Далее во временных спектрах проводится разделение процессов упруго и неупруго рассеянных нейтронов. В качестве формы пика упруго рассеянных нейтронов принимается пик нейтронов, измеренный детектором под углом  $0^\circ$ , в форму которого вносятся рассчитанные методом Монте-Карло поправки на эффекты конечных размеров образца и многократное упругое рассеяние в нем. Вершина полученного пика совмещается и нормируется с вершиной упругого пика в спектре рассеянных нейтронов. В соответствии с его формой определяется вклад упруго рассеянных нейтронов в той части спектра, где процессы упругого и неупругого рассеяния плохо разделены из-за конечного разрешения спектрометра.

Полученные таким образом временные спектры двух процессов переводят в энергетические  $N(\theta, E)$  и находят соответствующие дифференциальные сечения (например, для неупругого рассеяния):

$$\sigma(\theta, E) = \sigma_{np}(45^\circ) \frac{\varepsilon_D(E_{np})}{\varepsilon_D(E)} \frac{N(\theta, E)}{N_{np}} \frac{N_M^{np}}{N_M} \frac{\alpha_{np}}{\alpha} \frac{\beta}{\beta_{np}} \frac{M_H}{M}$$

Здесь  $\sigma_{np}(45^\circ) = \frac{\sigma_{np}}{\pi} \cos(45^\circ)$  - дифференциальное сечение  $(n, p)$ -рассеяния под углом  $45^\circ$ , выраженное через хорошо известное полное сечение  $(n, p)$ -рассеяния  $[\Sigma]$ ;  $\varepsilon_D(E_{np})/\varepsilon_D(E)$  - эффективность детектора, выраженная через свое значение при энергии, равной энергии нейтронов, рассеянных водородом  $[E_{np} = E_0 \cos^2(45^\circ)]$ ;  $\alpha = \langle I \rangle / I_0 = \int \exp(-\Sigma |\vec{r} - \vec{r}'|) (L_{ST}/r)^2$  -

отношение среднего нейтронного потока в образце  $\langle I \rangle$  к потоку  $I_0$ , создаваемому мишенью в его геометрическом центре (коэффициент  $\alpha$  определяли как интеграл по всему объему образца), где  $\Sigma$  - полное макроскопическое сечение взаимодействия нейтронов с ядрами образца,  $\vec{r}$  - радиус-вектор из центра мишени до точки интегрирования,  $\vec{r}'$  - параллельный ему вектор до точки, лежащей на поверхности образца,  $L_{ST}$  - расстояние от центра мишени до геометрического центра образца;

$\beta = \sigma(\theta, E) / \sigma_{M-K}(\theta, E)$  - поправка на эффекты многократного взаимодействия нейтронов с ядрами рассеивателя, определяемая отношением истинного сечения неупругого рассеяния к сечению неупругого рассеяния на образце конечных размеров, рассчитываемого методом Монте-Карло (величину  $\beta$  находят в результате итерационных процедур, где в качестве первого приближения к истинному сечению рассеяния берется экспериментальный спектр);  $\alpha_{np}, \beta_{np}$  - соответствующие величины для полиэтиленового образца;  $M_H/M$  - отношение числа ядер водорода в полиэтиленовом рассеивателе к числу ядер исследуемого образца.

Абсолютные сечения рассеяния нейтронов можно также получить, используя измерения прямого потока нейтронов под углом  $0^\circ$ :

$$\sigma(\theta, E) = \frac{\varepsilon_D(E_0)}{\varepsilon_D(E)} \frac{N(\theta, E)}{N(0^\circ, E_0)} \frac{N_M^0}{N_M} \left( \frac{L_{ST} L_{SD}}{L_{ST} + L_{SD}} \right)^2 \frac{\beta}{\alpha} \frac{1}{M}$$

Здесь  $N(0^\circ, E_0)$  и  $N_M^0$  - числа отсчетов, зарегистрированных детектором и монитором при измерениях прямого потока;  $L_{SD}$  - расстояние от образца до детектора. Сечения рассеяния нейтронов, полученные обоими способами, согласуются в пределах нескольких процентов.

Представление сечений и сравнение с данными других авторов. Измеренные и обработанные описанными методами сечения неупругого рассеяния нейтронов на природном молибдене с начальными энергиями 4,91; 5,98; 6,98 и 8,01 МэВ помещены в табл. 1-4. Сечения даются в лабораторной системе координат как функции угла и энергии рассеянных нейтронов. В таблицах помещены статистические ошибки сечений (2-10%); ошибки, связанные с переводом временных спектров в энергетические (3%), а также с разделением упругого и неупругого рассеяния, что имеет значение в высокоэнергетической части спектров под углом  $30^\circ$  (10-20%); ошибки относительной эффективности детектора (2-5%); погрешности введения поправок на эффекты многократных соударений нейтронов в образце (2%) и неопределенность абсолютной привязки сечений к  $(n, p)$ -рассеянию (4%).

Таблица I

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов (мб/ср·МэВ) с энергией  $4,91 \pm 0,06$  МэВ на молибдене

E, МэВ	Углы					
	30°	45°	60°	90°	120°	150°
.65	110.51 ± 5.95	107.04 ± 5.76	98.68 ± 5.40	100.13 ± 5.35	99.40 ± 5.33	99.25 ± 5.31
.75	100.45 ± 5.35	101.60 ± 5.37	96.31 ± 5.16	91.53 ± 4.81	89.24 ± 4.72	90.24 ± 4.75
.85	100.61 ± 5.25	99.78 ± 5.18	92.50 ± 4.86	86.60 ± 4.48	85.49 ± 4.44	85.90 ± 4.45
.95	92.19 ± 4.77	92.11 ± 4.73	85.14 ± 4.43	78.09 ± 4.00	74.80 ± 3.86	75.80 ± 3.90
1.05	77.68 ± 4.01	76.77 ± 3.93	71.26 ± 3.70	65.43 ± 3.34	64.67 ± 3.31	66.02 ± 3.37
1.15	65.14 ± 3.37	67.07 ± 3.41	62.24 ± 3.22	59.40 ± 3.01	58.76 ± 2.98	61.06 ± 3.10
1.25	61.42 ± 3.15	61.97 ± 3.12	59.66 ± 3.05	56.79 ± 2.84	56.00 ± 2.81	58.00 ± 2.93
1.35	57.27 ± 2.93	59.26 ± 2.97	55.76 ± 2.85	52.16 ± 2.61	51.61 ± 2.58	49.66 ± 2.55
1.45	51.91 ± 2.64	51.21 ± 2.55	48.85 ± 2.48	45.48 ± 2.26	45.63 ± 2.26	44.68 ± 2.27
1.55	43.39 ± 2.24	45.93 ± 2.29	43.15 ± 2.20	40.63 ± 2.02	41.79 ± 2.07	39.46 ± 1.99
1.65	41.37 ± 2.14	43.53 ± 2.17	40.53 ± 2.07	39.15 ± 1.94	40.32 ± 1.99	39.74 ± 1.99
1.75	40.26 ± 2.09	42.97 ± 2.14	42.54 ± 2.17	39.90 ± 1.97	41.17 ± 2.03	38.26 ± 1.91
1.84	40.43 ± 2.06	41.30 ± 2.04	38.53 ± 1.96	36.23 ± 1.78	35.52 ± 1.76	35.55 ± 1.68
1.95	33.77 ± 1.74	35.26 ± 1.75	31.19 ± 1.62	30.99 ± 1.53	29.93 ± 1.50	29.08 ± 1.46
2.05	29.74 ± 1.59	28.46 ± 1.47	29.04 ± 1.55	26.17 ± 1.33	26.69 ± 1.37	26.11 ± 1.34
2.15	26.98 ± 1.46	27.10 ± 1.39	25.83 ± 1.39	22.89 ± 1.18	23.96 ± 1.23	23.53 ± 1.21
2.25	23.97 ± 1.39	25.13 ± 1.34	24.98 ± 1.39	23.48 ± 1.23	23.66 ± 1.24	22.96 ± 1.21
2.34	25.17 ± 1.41	24.11 ± 1.28	21.93 ± 1.25	21.50 ± 1.13	20.95 ± 1.11	18.94 ± 1.02
2.44	21.08 ± 1.22	20.88 ± 1.14	20.25 ± 1.16	19.81 ± 1.05	18.53 ± .99	16.70 ± .91
2.54	17.23 ± 1.06	19.04 ± 1.04	17.90 ± 1.05	16.88 ± .92	16.59 ± .89	13.95 ± .78
2.65	15.97 ± .98	15.89 ± .91	14.90 ± .91	15.43 ± .85	14.99 ± .81	11.60 ± .67
2.76	13.63 ± .98	13.18 ± .86	11.55 ± .87	13.88 ± .85	13.76 ± .81	10.08 ± .66
2.85	10.40 ± .86	11.41 ± .78	11.42 ± .84	11.50 ± .75	10.93 ± .69	8.32 ± .58
2.95	10.08 ± .82	10.03 ± .71	9.03 ± .74	9.87 ± .67	8.66 ± .59	7.04 ± .52
3.05	9.74 ± .79	8.63 ± .65	8.75 ± .72	8.66 ± .62	9.12 ± .60	8.72 ± .58
3.15	10.88 ± 1.04	9.93 ± .87	10.45 ± .98	9.64 ± .80	9.57 ± .75	9.42 ± .74
3.24	12.39 ± .87	11.13 ± .73	10.32 ± .77	10.00 ± .65	9.95 ± .62	9.86 ± .63
3.34	14.32 ± 1.14	12.16 ± .93	10.27 ± .98	9.53 ± .77	8.44 ± .69	7.63 ± .66
3.45	13.67 ± 1.35	9.39 ± .66	8.16 ± .68	6.74 ± .52	5.82 ± .45	5.03 ± .43
3.55	11.04 ± 1.20	7.28 ± .75	7.15 ± .84	5.00 ± .61	5.69 ± .56	4.60 ± .57
3.65	11.59 ± 1.25	7.44 ± .74	8.28 ± .89	6.26 ± .64	5.41 ± .57	5.49 ± .60
3.74	12.88 ± 1.35	8.79 ± .80	9.56 ± .97	7.39 ± .70	6.03 ± .58	6.28 ± .65
3.84	15.84 ± 1.35	11.97 ± .94	12.15 ± 1.10	9.63 ± .79	7.84 ± .67	7.69 ± .70
3.94	19.70 ± 2.26	14.08 ± 1.05	15.24 ± 1.24	10.25 ± .82	9.33 ± .74	9.45 ± .77
4.05	24.27 ± 3.37	14.90 ± 1.12	16.03 ± 1.30	9.62 ± .81	7.70 ± .68	8.72 ± .74
4.16	25.97 ± 3.46	11.92 ± 1.06	12.72 ± 1.25	8.35 ± .79	5.94 ± .64	7.16 ± .70
4.24	22.27 ± 3.51	7.61 ± 1.01	12.06 ± 1.33	6.01 ± .75	3.52 ± .61	3.88 ± .65

Таблица 4

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов (мб/ср.МэВ) с энергией  $5,98 \pm 0,07$  МэВ на молибдене

E, МэВ	Углы					
	30°	45°	60°	90°	120°	150°
0.65	96.72 ± 5.60	95.70 ± 5.55	93.50 ± 5.40	91.80 ± 5.27	89.13 ± 5.15	90.32 ± 5.18
0.75	93.28 ± 5.74	91.97 ± 5.65	90.26 ± 5.51	88.48 ± 4.67	85.53 ± 4.63	84.75 ± 4.80
0.85	89.38 ± 5.71	84.40 ± 4.72	84.07 ± 4.72	81.42 ± 4.46	78.74 ± 4.48	79.71 ± 4.43
0.95	84.04 ± 4.74	84.64 ± 4.75	77.29 ± 4.24	73.87 ± 4.05	74.57 ± 4.11	72.46 ± 3.99
1.05	78.58 ± 4.76	77.37 ± 4.18	72.63 ± 3.93	69.09 ± 3.79	68.27 ± 3.70	70.71 ± 3.43
1.15	75.35 ± 4.53	72.54 ± 3.98	68.64 ± 3.67	61.55 ± 3.56	66.61 ± 3.56	65.47 ± 3.51
1.25	70.13 ± 3.72	69.00 ± 3.67	64.78 ± 3.42	61.32 ± 3.24	61.17 ± 3.23	61.02 ± 3.23
1.35	64.60 ± 3.43	60.51 ± 3.11	59.20 ± 3.11	56.39 ± 2.96	54.55 ± 2.87	57.17 ± 3.00
1.45	61.10 ± 3.19	58.37 ± 3.14	54.50 ± 2.83	51.98 ± 2.69	51.18 ± 2.65	51.51 ± 2.68
1.55	56.09 ± 2.91	53.30 ± 2.76	50.23 ± 2.58	48.34 ± 2.48	47.65 ± 2.45	47.73 ± 2.48
1.65	51.26 ± 2.66	46.27 ± 2.18	44.65 ± 2.19	47.11 ± 2.21	42.71 ± 2.10	42.57 ± 2.23
1.75	43.34 ± 2.19	43.71 ± 2.18	41.51 ± 2.13	39.96 ± 2.04	39.52 ± 2.03	38.81 ± 2.05
1.85	41.82 ± 2.18	41.20 ± 2.12	37.23 ± 1.90	35.03 ± 1.83	36.60 ± 1.83	37.80 ± 1.95
1.95	38.28 ± 1.68	37.91 ± 1.64	34.68 ± 1.76	33.30 ± 1.66	32.85 ± 1.66	32.50 ± 1.67
2.05	34.39 ± 1.92	33.56 ± 1.75	30.70 ± 1.59	27.51 ± 1.51	28.78 ± 1.48	28.34 ± 1.49
2.15	30.90 ± 1.64	28.84 ± 1.52	27.65 ± 1.42	25.11 ± 1.34	25.68 ± 1.33	25.92 ± 1.36
2.25	29.06 ± 1.61	27.27 ± 1.48	24.96 ± 1.33	24.14 ± 1.27	24.55 ± 1.36	24.68 ± 1.32
2.35	26.76 ± 1.49	24.90 ± 1.37	23.55 ± 1.25	22.01 ± 1.16	23.02 ± 1.22	22.70 ± 1.18
2.45	23.24 ± 1.33	23.67 ± 1.19	20.30 ± 1.09	19.71 ± 1.05	19.76 ± 1.07	19.53 ± 1.05
2.55	21.96 ± 1.26	19.87 ± 1.11	18.60 ± 1.02	18.28 ± .97	18.71 ± .99	17.76 ± .93
2.65	20.14 ± 1.27	18.57 ± 1.13	17.39 ± 1.02	17.81 ± 1.01	17.36 ± 1.00	16.80 ± .96
2.75	20.69 ± 1.15	19.25 ± 1.05	17.70 ± .94	17.15 ± .91	15.70 ± .86	16.37 ± .86
2.85	19.50 ± 1.20	17.77 ± 1.06	16.47 ± .95	15.15 ± .91	15.12 ± .88	14.81 ± .83
2.95	18.47 ± 1.15	17.07 ± 1.01	14.89 ± .87	13.82 ± .81	13.99 ± .82	13.58 ± .77
3.05	16.66 ± 1.32	16.17 ± 1.14	13.95 ± .98	12.57 ± .91	11.82 ± .87	11.68 ± .81
3.14	15.81 ± 1.01	13.79 ± .85	12.79 ± .77	11.94 ± .75	11.88 ± .71	11.23 ± .66
3.25	14.92 ± .86	12.61 ± .79	11.51 ± .71	11.31 ± .70	11.25 ± .68	9.78 ± .60
3.35	15.21 ± 1.16	13.75 ± .90	11.25 ± .83	10.94 ± .82	11.07 ± .79	9.33 ± .69
3.44	14.97 ± 1.13	11.84 ± .81	10.93 ± .82	11.45 ± .86	10.29 ± .75	8.30 ± .64
3.55	12.53 ± .83	12.00 ± .73	10.41 ± .65	11.44 ± .67	9.41 ± .50	7.35 ± .49
3.66	12.20 ± 1.00	10.10 ± .81	9.71 ± .75	10.58 ± .80	9.10 ± .69	6.24 ± .56
3.75	9.95 ± .91	9.67 ± .78	8.79 ± .72	7.69 ± .73	8.48 ± .66	6.29 ± .56
3.85	11.35 ± .93	8.84 ± .73	7.62 ± .68	7.70 ± .69	7.73 ± .62	6.73 ± .54
3.96	9.83 ± .87	8.00 ± .71	7.50 ± .64	7.16 ± .65	6.55 ± .56	4.86 ± .50
4.06	8.81 ± .84	7.11 ± .66	6.85 ± .62	5.91 ± .61	5.78 ± .53	4.40 ± .48
4.15	9.07 ± .84	6.44 ± .64	6.54 ± .61	5.64 ± .61	5.64 ± .50	5.32 ± .51
4.23	10.03 ± 1.11	6.77 ± .65	6.10 ± .63	6.07 ± .62	5.48 ± .51	5.03 ± .51
4.35	11.04 ± 1.43	7.63 ± .68	6.06 ± .64	5.32 ± .59	5.24 ± .50	4.42 ± .49
4.44	11.34 ± 1.67	6.91 ± .66	6.22 ± .66	4.68 ± .58	4.80 ± .48	3.68 ± .48
4.54	12.07 ± 1.99	6.24 ± .65	6.30 ± .67	4.41 ± .56	4.54 ± .47	3.91 ± .49
4.64	11.86 ± 2.45	6.84 ± .67	7.71 ± .73	3.14 ± .56	4.90 ± .49	4.52 ± .52
4.74	12.21 ± 2.93	7.57 ± .72	7.82 ± .76	3.47 ± .61	5.20 ± .53	5.27 ± .55
4.85	15.99 ± 3.68	9.47 ± .81	9.29 ± .84	7.19 ± .66	5.55 ± .55	5.72 ± .57
4.96	17.15 ± 4.77	10.37 ± .88	10.17 ± .90	7.82 ± .67	5.63 ± .56	6.17 ± .59
5.07	19.96 ± 6.14	10.07 ± .82	9.38 ± .93	7.00 ± .70	5.62 ± .61	6.33 ± .61
5.14	20.51 ± 7.22	10.07 ± .84	9.70 ± .95	6.49 ± .70	5.67 ± .63	5.92 ± .60
5.22	22.47 ± 6.88	8.68 ± .73	8.92 ± .95	5.50 ± .60	5.42 ± .65	4.04 ± .56

Измерения сечений неупругого и упругого рассеяния нейтронов природным молибденом при начальной энергии нейтронов 5,0 МэВ опубликованы в работе [6]. В ней приведен интегральный спектр неупруго рассеянных нейтронов с энергиями 0,425–3,675 МэВ. На рис.1 этот спектр сравнивается с данными настоящей работы. Сечения представлены как функции энергии возбуждения конечного ядра, так как начальные энергии нейтронов в этих экспериментах различаются приблизительно на 100 кэВ. Обращает на себя внимание не только общее хорошее совпадение данных, но и повторение нерегулярностей в спектрах обоих экспериментов.

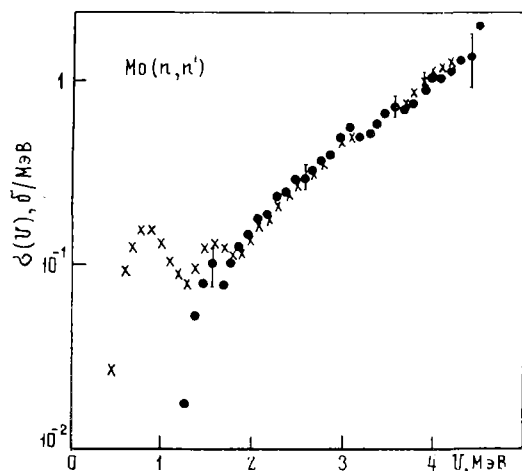


Рис.1. Сечения неупругого рассеяния нейтронов в зависимости от энергии возбуждения ядра молибдена. Данные x - настоящей работы при  $E_0 = 4,91$  МэВ; • - работы [6] при  $E_0 = 5,0$  МэВ

При начальной энергии 6,04 МэВ сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов измерены авторами работ [7]. К сожалению, они не приводят энергетических спектров рассеянных нейтронов, поэтому сравнение с их данными можно выполнить лишь косвенным образом. В диапазоне энергий рассеянных нейтронов 0,65–1,95 МэВ измеренный в настоящей работе спектр описывается максвелловским распределением с температурой  $T = 0,63 \pm 0,05$  МэВ (соответствующая величина, приводимая в работе [7], составляет  $0,53 \pm 0,05$  МэВ).

Для получения полных сечений неупругого рассеяния нейтронов необходима экстраполяция энергетических спектров рассеянных нейтронов в область энергий, лежащую ниже пороговой энергии эксперимента ( $E_1 = 0,6$  МэВ). Для этого использовали распределение Максвелла  $\sigma(E) = \exp(K)E \exp(-E/T)$ , параметры которого  $K$  и  $T$  определяли по экспериментальному спектру в диапазоне энергий от  $E_1$  до примерно 2 МэВ. После этого полное сечение находили согласно выражению

$$\sigma_{nn'} = \exp(K)T^2 \left\{ 1 - \left( 1 + \frac{E_1}{T} \right) \exp(-E_1/T) \right\} + \int_{E_1}^{E_0} \sigma(E) dE.$$

Полные сечения неупругого рассеяния нейтронов природным молибденом представлены в табл.5 и на рис.2, где для сравнения приводятся сечения, измеренные или оцененные другими авторами. В пределах погрешностей сечения хорошо согласуются друг с другом.

Таблица 5

Полные сечения неупругого рассеяния нейтронов на молибдене

$E_0$ , МэВ	$\sigma_{nn'}$ , б	Литература	$E_0$ , МэВ	$\sigma_{nn'}$ , б	Литература
4,91	$1,94 \pm 0,14$	Настоящая работа	6,98	$2,10 \pm 0,15$	Настоящая работа
	$1,88 \pm 0,37$	[6], $E_0 = 5,0$ МэВ		2,05	[8], $E_0 = 7,0$ МэВ
	2,15	[8], $E_0 = 5,0$ МэВ			
5,98	$2,05 \pm 0,14$	Настоящая работа	8,01	$1,88 \pm 0,13$	Настоящая работа
	$2,20 \pm 0,30$	[7], $E_0 = 6,04$ МэВ		1,97	[8], $E_0 = 8,0$ МэВ
	2,11	[8], $E_0 = 6,0$ МэВ			

Таблица 2

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов (мб/ср·МэВ) с энергией  $6,98 \pm 0,07$  МэВ на молибдене

E, МэВ	Углы					
	30°	45°	60°	90°	120°	150°
0.65	100.92 ± 6.75	99.72 ± 6.32	95.94 ± 6.02	89.28 ± 5.59	85.05 ± 5.35	90.41 ± 5.69
0.75	92.19 ± 5.83	90.51 ± 5.61	87.69 ± 5.40	79.90 ± 4.92	83.63 ± 5.13	83.30 ± 5.14
0.85	86.38 ± 5.32	80.76 ± 4.92	81.20 ± 4.92	79.27 ± 4.78	76.18 ± 4.60	78.55 ± 4.75
0.95	80.95 ± 4.89	78.59 ± 4.71	73.72 ± 4.41	72.21 ± 4.30	71.23 ± 4.25	74.45 ± 4.43
1.04	78.21 ± 4.66	75.60 ± 4.46	74.56 ± 4.38	67.95 ± 3.98	67.17 ± 3.95	69.77 ± 4.09
1.15	70.94 ± 4.15	72.31 ± 4.19	69.52 ± 4.02	62.38 ± 3.61	61.53 ± 3.56	64.52 ± 3.72
1.25	68.48 ± 3.96	68.16 ± 3.92	62.23 ± 3.58	61.34 ± 3.51	57.14 ± 3.20	59.48 ± 3.41
1.35	64.07 ± 3.63	63.24 ± 3.58	57.16 ± 3.23	54.59 ± 3.08	51.90 ± 2.94	56.55 ± 3.19
1.45	61.34 ± 3.46	57.74 ± 3.22	54.11 ± 3.03	51.34 ± 2.86	47.24 ± 2.65	52.04 ± 2.90
1.55	55.20 ± 3.13	55.76 ± 3.12	49.39 ± 2.78	45.94 ± 2.57	44.19 ± 2.48	45.66 ± 2.56
1.65	47.96 ± 2.68	47.60 ± 2.63	45.57 ± 2.51	41.17 ± 2.25	40.90 ± 2.24	41.63 ± 2.29
1.75	45.24 ± 2.56	44.37 ± 2.48	40.93 ± 2.29	38.99 ± 2.15	38.45 ± 2.12	37.24 ± 2.09
1.85	40.91 ± 2.32	38.58 ± 2.16	39.12 ± 2.15	35.77 ± 1.95	34.08 ± 1.87	35.87 ± 2.01
1.95	37.36 ± 2.10	35.78 ± 1.99	33.67 ± 1.86	31.90 ± 1.73	31.39 ± 1.70	32.47 ± 1.84
2.06	33.33 ± 1.94	33.38 ± 1.88	31.75 ± 1.77	30.03 ± 1.65	28.57 ± 1.57	30.12 ± 1.74
2.15	31.82 ± 1.92	32.92 ± 1.90	29.17 ± 1.69	28.89 ± 1.62	27.18 ± 1.53	28.26 ± 1.69
2.25	30.03 ± 1.73	30.44 ± 1.69	27.82 ± 1.54	26.14 ± 1.42	25.77 ± 1.39	25.30 ± 1.41
2.35	27.22 ± 1.66	28.02 ± 1.61	25.72 ± 1.47	24.23 ± 1.36	22.79 ± 1.28	23.41 ± 1.35
2.45	24.74 ± 1.53	24.21 ± 1.43	23.58 ± 1.36	21.26 ± 1.22	20.92 ± 1.18	21.94 ± 1.26
2.55	24.74 ± 1.49	21.82 ± 1.31	21.21 ± 1.23	19.66 ± 1.12	18.20 ± 1.05	19.89 ± 1.14
2.65	23.63 ± 1.57	20.02 ± 1.33	19.14 ± 1.22	18.93 ± 1.15	16.47 ± 1.06	17.05 ± 1.08
2.74	20.89 ± 1.44	20.55 ± 1.32	17.16 ± 1.12	16.74 ± 1.05	15.17 ± 1.00	16.40 ± 1.02
2.85	18.57 ± 1.20	17.28 ± 1.06	16.15 ± .97	15.54 ± .90	13.55 ± .83	15.28 ± .87
2.95	18.19 ± 1.63	14.63 ± 1.35	14.46 ± 1.22	14.45 ± 1.12	12.05 ± 1.06	13.66 ± 1.04
3.03	15.82 ± 1.19	14.90 ± 1.04	12.40 ± .89	13.11 ± .85	11.22 ± .79	11.84 ± .76
3.14	15.44 ± 1.15	12.43 ± .93	12.40 ± .86	11.72 ± .78	10.03 ± .74	10.14 ± .69
3.26	13.55 ± 1.06	12.76 ± .91	10.83 ± .79	10.25 ± .71	9.06 ± .68	9.45 ± .64
3.36	12.28 ± 1.30	11.85 ± 1.09	10.21 ± .95	10.81 ± .90	8.23 ± .82	8.33 ± .74
3.44	10.63 ± 1.24	9.46 ± 1.01	9.77 ± .91	10.13 ± .86	8.03 ± .80	7.91 ± .71
3.55	10.43 ± .90	9.99 ± .76	9.65 ± .69	9.26 ± .65	7.60 ± .59	7.51 ± .53
3.67	10.74 ± 1.16	9.85 ± .95	9.68 ± .86	8.37 ± .79	8.53 ± .76	7.44 ± .65
3.76	11.24 ± 1.15	9.87 ± .93	10.12 ± .87	8.20 ± .77	7.38 ± .71	7.63 ± .66
3.86	11.65 ± 1.13	10.66 ± .92	9.90 ± .84	7.80 ± .76	7.32 ± .70	6.46 ± .60
3.96	10.75 ± 1.07	9.96 ± .88	8.08 ± .78	7.15 ± .74	6.48 ± .67	6.54 ± .60
4.07	9.81 ± 1.01	8.75 ± .82	8.19 ± .76	6.38 ± .73	6.60 ± .66	6.36 ± .58
4.15	10.93 ± 1.02	7.82 ± .78	8.09 ± .75	6.06 ± .71	6.16 ± .63	5.72 ± .56
4.24	9.24 ± .95	8.36 ± .79	8.39 ± .75	6.88 ± .72	5.72 ± .60	5.67 ± .54
4.26	9.05 ± .93	8.98 ± .78	8.02 ± .73	7.67 ± .73	6.22 ± .61	5.61 ± .54
4.45	10.44 ± .94	8.73 ± .77	8.13 ± .73	8.15 ± .73	6.82 ± .62	6.75 ± .50
4.55	9.98 ± .92	8.79 ± .76	7.46 ± .71	7.61 ± .72	6.4 ± .60	5.53 ± .52
4.64	10.36 ± .92	8.47 ± .74	7.25 ± .70	7.16 ± .69	6.48 ± .59	5.32 ± .51
4.75	10.53 ± .92	7.68 ± .72	6.74 ± .68	6.66 ± .67	5.55 ± .55	4.59 ± .49
4.85	10.86 ± .91	7.54 ± .70	7.17 ± .69	6.07 ± .64	5.98 ± .55	4.32 ± .49
4.96	8.64 ± .85	7.63 ± .70	6.37 ± .67	6.02 ± .63	5.24 ± .53	3.77 ± .47
5.07	9.42 ± .87	6.61 ± .65	5.96 ± .67	4.93 ± .58	4.42 ± .50	3.74 ± .47
5.15	8.88 ± .85	6.53 ± .65	5.76 ± .67	4.73 ± .57	3.98 ± .48	3.72 ± .47
5.23	10.90 ± .92	5.91 ± .64	6.41 ± .69	4.75 ± .56	3.66 ± .47	3.81 ± .48
5.35	10.76 ± .93	5.57 ± .63	6.51 ± .71	4.88 ± .56	3.75 ± .47	3.32 ± .47
5.47	11.47 ± .99	6.11 ± .67	6.65 ± .73	4.67 ± .55	4.15 ± .49	3.64 ± .48
5.56	13.04 ± 1.07	6.74 ± .69	8.17 ± .78	5.01 ± .57	4.36 ± .50	3.60 ± .47
5.65	14.67 ± 1.17	6.39 ± .70	9.01 ± .83	5.13 ± .57	4.15 ± .49	4.23 ± .49
5.74	16.95 ± 1.31	8.30 ± .80	9.67 ± .87	6.28 ± .62	5.09 ± .54	5.21 ± .52
5.83	19.35 ± 1.48	9.46 ± .86	11.06 ± .95	6.76 ± .64	5.34 ± .56	5.37 ± .53
5.93	20.62 ± 1.61	10.12 ± .92	11.94 ± 1.03	6.51 ± .64	5.28 ± .57	4.99 ± .53
6.03	21.99 ± 1.79	10.22 ± .97	12.43 ± 1.11	7.44 ± .70	4.83 ± .50	4.27 ± .52
6.13	21.73 ± 1.83	9.83 ± .99	12.16 ± 1.17	6.29 ± .68	3.58 ± .59	3.35 ± .52
6.23	18.77 ± 2.00	7.95 ± .98	8.54 ± 1.14	4.50 ± .65	2.39 ± .61	2.00 ± .52

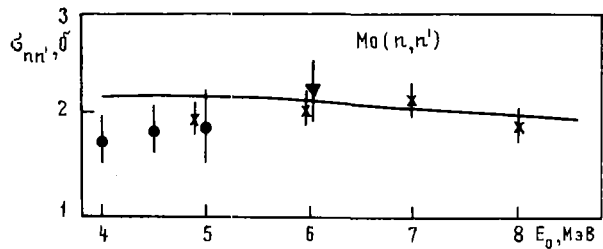
Таблица 3

Дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов (мб/ср.МэВ) с энергией  $8,01 \pm 0,08$  МэВ на молибдене

E, МэВ	Углы					
	30°	45°	60°	90°	120°	150°
0.65	66.42 ± 6.45	66.87 ± 6.19	70.96 ± 5.25	76.06 ± 5.15	79.41 ± 5.34	77.37 ± 5.22
0.75	83.20 ± 5.73	80.27 ± 5.78	72.13 ± 4.79	70.22 ± 4.64	71.04 ± 4.69	74.37 ± 4.91
0.85	72.76 ± 4.82	72.93 ± 4.79	70.34 ± 4.57	65.66 ± 4.26	64.65 ± 4.22	68.40 ± 4.44
0.95	68.39 ± 4.45	66.82 ± 4.71	67.33 ± 3.99	59.07 ± 3.77	56.92 ± 3.64	60.18 ± 3.84
1.05	63.96 ± 4.11	62.23 ± 3.66	57.93 ± 3.66	56.08 ± 3.53	54.32 ± 3.42	56.64 ± 3.57
1.15	59.90 ± 3.79	58.51 ± 3.69	54.07 ± 3.38	52.16 ± 3.24	51.65 ± 3.20	53.46 ± 3.32
1.25	55.65 ± 3.47	54.62 ± 3.40	50.40 ± 3.10	48.35 ± 2.96	46.78 ± 2.86	51.66 ± 3.16
1.35	53.50 ± 3.27	51.51 ± 3.14	46.59 ± 2.82	46.86 ± 2.82	45.64 ± 2.75	47.46 ± 2.86
1.45	48.87 ± 2.95	47.83 ± 2.82	47.96 ± 2.63	45.98 ± 2.74	42.90 ± 2.56	43.63 ± 2.62
1.55	45.67 ± 2.70	44.01 ± 2.62	41.19 ± 2.44	40.80 ± 2.51	40.60 ± 2.39	40.96 ± 2.42
1.65	42.65 ± 2.53	40.20 ± 2.39	36.93 ± 2.17	36.48 ± 2.24	36.40 ± 2.13	37.43 ± 2.19
1.75	38.66 ± 2.27	36.82 ± 2.18	35.88 ± 2.09	36.12 ± 2.07	35.06 ± 2.01	35.39 ± 2.04
1.85	33.50 ± 2.01	33.02 ± 1.96	33.67 ± 1.95	32.08 ± 1.83	31.20 ± 1.79	31.97 ± 1.84
1.95	29.96 ± 1.82	31.57 ± 1.89	31.25 ± 1.83	29.25 ± 1.69	28.67 ± 1.65	29.97 ± 1.72
2.04	29.89 ± 1.78	29.85 ± 1.77	28.45 ± 1.65	26.85 ± 1.53	26.84 ± 1.53	26.74 ± 1.54
2.14	27.82 ± 1.65	28.77 ± 1.68	27.47 ± 1.58	25.31 ± 1.43	24.65 ± 1.39	25.23 ± 1.44
2.25	25.47 ± 1.50	26.41 ± 1.54	27.94 ± 1.38	22.60 ± 1.27	22.44 ± 1.26	22.79 ± 1.29
2.35	22.94 ± 1.42	22.93 ± 1.41	22.09 ± 1.31	21.43 ± 1.23	20.27 ± 1.16	19.95 ± 1.19
2.45	21.82 ± 1.35	20.87 ± 1.29	20.94 ± 1.24	19.20 ± 1.10	18.67 ± 1.08	19.63 ± 1.16
2.56	20.02 ± 1.25	18.97 ± 1.19	18.74 ± 1.12	17.23 ± .99	16.58 ± .95	16.61 ± 1.02
2.65	18.66 ± 1.20	17.82 ± 1.23	18.25 ± 1.15	16.44 ± 1.00	15.79 ± .96	16.11 ± 1.08
2.74	16.64 ± 1.20	15.70 ± 1.14	16.65 ± 1.07	15.66 ± .96	15.65 ± .94	14.80 ± 1.02
2.84	16.18 ± 1.17	16.55 ± 1.14	16.22 ± 1.04	13.64 ± .86	14.03 ± .86	12.63 ± .92
2.93	14.84 ± 1.09	14.30 ± 1.05	14.11 ± .94	12.79 ± .81	12.75 ± .80	13.25 ± .90
3.04	14.48 ± 1.07	13.46 ± .99	12.87 ± .88	11.81 ± .76	11.42 ± .73	12.38 ± .83
3.14	12.77 ± 1.00	12.90 ± .95	12.60 ± .84	10.78 ± .73	11.10 ± .71	10.59 ± .74
3.26	11.77 ± .95	11.83 ± .90	11.98 ± .80	10.18 ± .67	10.01 ± .65	9.44 ± .66
3.36	10.51 ± 1.18	10.45 ± 1.06	10.46 ± .92	9.25 ± .77	9.15 ± .76	8.51 ± .75
3.44	10.46 ± 1.15	8.92 ± 1.01	10.47 ± .90	9.14 ± .75	9.10 ± .74	8.01 ± .70
3.55	10.28 ± .85	9.52 ± .76	9.50 ± .67	7.72 ± .55	7.74 ± .55	7.08 ± .52
3.66	9.51 ± 1.08	8.44 ± .92	8.17 ± .78	7.03 ± .66	6.39 ± .63	6.70 ± .62
3.76	8.48 ± 1.04	8.36 ± .89	7.61 ± .75	7.10 ± .65	5.99 ± .62	5.69 ± .58
3.85	8.24 ± 1.01	7.38 ± .84	7.91 ± .73	6.15 ± .61	5.30 ± .59	5.95 ± .57
3.96	8.17 ± .97	7.01 ± .81	6.81 ± .67	6.36 ± .59	5.22 ± .57	4.93 ± .52
4.06	6.70 ± .92	5.92 ± .76	6.20 ± .64	5.35 ± .56	4.13 ± .54	4.71 ± .50
4.15	6.91 ± .90	5.72 ± .73	5.61 ± .61	4.47 ± .54	4.05 ± .54	4.62 ± .50
4.23	5.82 ± .86	5.42 ± .71	5.42 ± .59	4.87 ± .54	4.20 ± .52	3.91 ± .46
4.35	6.04 ± .84	5.82 ± .68	4.98 ± .55	4.07 ± .51	3.94 ± .51	3.83 ± .45
4.44	5.42 ± .81	5.27 ± .65	5.31 ± .56	4.08 ± .51	3.97 ± .50	2.90 ± .42
4.54	5.78 ± .80	5.07 ± .62	5.42 ± .54	3.87 ± .50	4.07 ± .49	4.02 ± .43
4.67	5.81 ± .78	5.33 ± .62	5.12 ± .53	4.17 ± .50	4.06 ± .48	3.70 ± .41
4.77	5.61 ± .76	6.10 ± .62	4.87 ± .52	3.97 ± .50	3.85 ± .47	3.82 ± .42
4.84	5.99 ± .77	5.74 ± .61	5.42 ± .53	4.54 ± .51	3.46 ± .46	3.81 ± .41
4.94	6.59 ± .77	6.12 ± .61	6.11 ± .55	5.29 ± .53	4.33 ± .46	4.03 ± .41
5.06	6.55 ± .76	6.28 ± .60	6.41 ± .55	4.57 ± .51	4.32 ± .45	3.73 ± .40
5.13	7.09 ± .76	5.47 ± .58	6.51 ± .55	5.11 ± .52	3.71 ± .43	3.01 ± .38
5.25	7.28 ± .76	6.07 ± .59	6.03 ± .54	5.24 ± .53	3.98 ± .43	3.60 ± .40
5.37	7.79 ± .76	6.20 ± .58	6.09 ± .54	5.01 ± .53	3.77 ± .42	3.80 ± .40
5.46	8.30 ± .85	6.37 ± .58	6.70 ± .56	5.59 ± .55	3.44 ± .41	4.03 ± .41
5.54	8.74 ± 1.14	6.72 ± .59	6.95 ± .57	5.03 ± .54	3.68 ± .42	3.80 ± .40
5.63	8.57 ± 1.28	6.71 ± .59	7.73 ± .60	4.91 ± .53	4.42 ± .43	3.72 ± .41
5.72	8.91 ± 1.33	7.14 ± .60	7.05 ± .58	5.54 ± .55	4.08 ± .41	3.53 ± .40
5.81	8.97 ± 1.34	6.62 ± .59	7.18 ± .58	4.98 ± .52	3.69 ± .41	3.44 ± .40
5.91	9.45 ± 1.41	6.71 ± .60	7.20 ± .59	4.30 ± .50	3.65 ± .40	3.27 ± .39
6.00	9.08 ± 1.62	6.60 ± .60	6.36 ± .57	4.81 ± .50	3.69 ± .39	3.11 ± .39
6.10	9.37 ± 1.58	5.40 ± .56	6.38 ± .58	3.93 ± .47	3.52 ± .38	3.20 ± .40
6.20	10.09 ± 1.90	5.50 ± .57	6.21 ± .58	3.37 ± .45	2.87 ± .37	2.51 ± .37
6.30	10.81 ± 2.04	5.80 ± .59	6.55 ± .61	3.30 ± .43	2.84 ± .37	2.56 ± .37
6.41	11.47 ± 1.95	5.10 ± .59	6.48 ± .62	2.50 ± .41	3.28 ± .38	2.38 ± .36
6.52	13.30 ± 2.39	5.93 ± .63	7.10 ± .66	3.20 ± .42	2.51 ± .37	2.37 ± .36
6.63	15.94 ± 2.72	5.96 ± .66	7.43 ± .70	3.26 ± .43	2.61 ± .38	2.34 ± .36
6.75	17.82 ± 2.88	6.80 ± .72	8.17 ± .76	2.80 ± .42	2.72 ± .39	2.09 ± .37
6.87	20.70 ± 3.16	7.20 ± .78	7.98 ± .78	2.66 ± .42	3.17 ± .41	2.18 ± .38
6.99	22.54 ± 3.45	8.15 ± .85	8.66 ± .85	2.73 ± .44	3.12 ± .43	1.07 ± .37
7.11	24.21 ± 3.50	7.15 ± .86	9.58 ± .93	1.79 ± .43	1.87 ± .42	.25 ± .38



Рис.2. Сравнение полных сечений неупругого рассеяния нейтронов на молибдене. Данные работ: x - настоящей; ● - [6]; ▼ - [7]; — - [8]



Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов молибденом в системе центра масс приведены в табл.6 и сравниваются с данными других авторов на рис.3. Из-за большой анизотропии упругого рассеяния нейтронов измерений на шести углах недостаточно для восстановления полной угловой зависимости упругого рассеяния и, следовательно, его интегрального сечения. Поэтому для введения поправок на эффекты многократного упругого рассеяния нейтронов в образце в настоящей работе использованы угловые распределения других авторов, а полное сечение упругого рассеяния не оценивалось.

Таблица 6

Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на молибдене

$\cos \theta_{ц.м.}$	$\sigma(\theta_{ц.м.}), \text{б/ср}$			
	4,91 МэВ	5,98 МэВ	6,98 МэВ	8,01 МэВ
0,865	$0,390 \pm 0,027$	$0,481 \pm 0,034$	$0,445 \pm 0,031$	$0,385 \pm 0,027$
0,702	$0,025 \pm 0,005$	$0,013 \pm 0,003$	$0,026 \pm 0,005$	$0,035 \pm 0,007$
0,492	$0,101 \pm 0,007$	$0,124 \pm 0,009$	$0,119 \pm 0,008$	$0,098 \pm 0,007$
-0,011	$0,054 \pm 0,004$	$0,042 \pm 0,003$	$0,020 \pm 0,002$	$0,013 \pm 0,001$
-0,509	$0,034 \pm 0,002$	$0,041 \pm 0,003$	$0,033 \pm 0,002$	$0,023 \pm 0,002$
-0,869	$0,034 \pm 0,002$	$0,027 \pm 0,002$	$0,016 \pm 0,001$	$0,013 \pm 0,001$

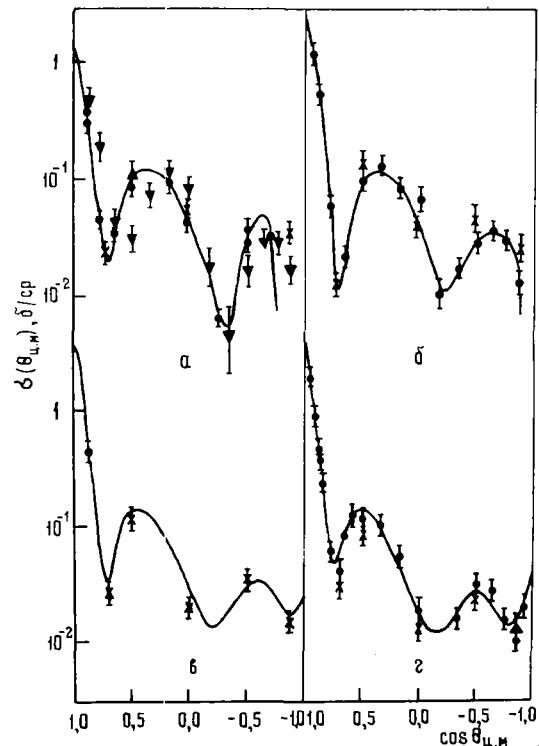


Рис.3. Дифференциальные сечения упругого рассеяния нейтронов на молибдене в системе центра масс при энергиях 4,91 МэВ (а), 5,98 МэВ (б), 6,98 МэВ (в), 8,01 МэВ (г). Данные работ: x - настоящей; а: ● - [6] при  $E_0=5,0$  МэВ и ▼ - [9] при  $E_0=5,0$  МэВ; б: ● - [7] при  $E_0=6,04$  МэВ; в: — - [8] при  $E_0=7,0$  МэВ; г: ● - [10] при  $E_0=8,05$  МэВ

## Список литературы

1. Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В., Сальников О.А. и др. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып. 2(33), с. 71; Ловчикова Г.Н., Сальников О.А., Симаков С.П. и др. Там же, вып. 3(34), с. 61.
2. Muir D.W. World Request List for Nuclear Data.-INDC(SEC)-73/URSF. October 1979.
3. Труфанов А.М., Нестеренко В.С. и др. Приборы и техника эксперимента, 1979, № 2, с. 50.
4. Фетисов Н.И., Симаков С.П. и др. Там же, 1980, № 6.
5. Horsley A. Neutron Cross-Section of Hydrogen in the Energy Range 0.0001-20 MeV.-Nuclear Data, 1966, v. A2, N 3, p. 243.
6. Coles R.E., Porter D. Elastic and Inelastic Scattering of Neutrons in the Energy Range 1,0 to 5,0 MeV by Natural Molybdenum.-AWRE 089/70.
7. Wilenzick R.M., Seth K.K., Bevington P.R., Lewis H.W. Nucl. Phys., 1965, v. 62, p. 511; Seth K.K., Wilenzick R.M., Griffy T.A. Phys. Letters, 1964, v. 11, N 4, p. 308.
8. Langner I., Schmidt J.J., Woll D. Tables of Evaluated Neutron Cross-Sections for Fast Reactor Materials.-KFK-750, January 1968.
9. Hill R.W. Phys. Rev., 1958, v. 109, p. 2105.
10. Holmqvist B., Wiedling T. Optical Model Analysis of Experimental Fast Neutrons Elastic Scattering Data.-AE-430. September 1971.

Статья поступила в редакцию 25 апреля 1980 г.

УДК 539.170.012

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЯДА УРОВНЕЙ  $^{238}\text{U}$  В РЕАКЦИИ  $(n, n'\gamma)$

Б.Г. Казюла, Э.М. Козулин, Л.А. Победоносцев, Д.А. Немилов, Л.Н. Сысоева, Г.А. Тутин, А.А. Филатенков

MEASUREMENT OF EXCITATION FUNCTIONS OF THE  $^{238}\text{U}$  LEVEL SERIES IN THE  $(n, n'\gamma)$  REACTION. The excitation functions of a series of the  $^{238}\text{U}$  levels in the energy range of incident neutrons from 0,7 to 1,4 MeV have been obtained in this paper on the  $\gamma$ -radiation accompanying the process of inelastic neutron scattering. The data on neutron inelastic scattering cross-sections for the energy levels of 680 and 732 keV coincide with the results of other authors, but for the levels of 930, 950, 1059, 1060 keV these data have been presented for the first time.

Данные о сечениях неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  $^{238}\text{U}$  в связи с развитием техники ядерных реакторов на быстрых нейтронах представляют особый интерес. Однако работ, посвященных этому вопросу, имеется немного [1-3]. В настоящей работе по  $\gamma$ -излучению, сопровождающему процесс неупругого рассеяния нейтронов, определены функции возбуждения ряда уровней  $^{238}\text{U}$  в интервале энергий 0,7-1,4 МэВ. Работа является продолжением работы [4].

Измерения проводили на электростатическом ускорителе ЭГ-5, работавшем в непрерывном режиме (рис.1). Цилиндрический образец из металлического урана диаметром 21,5 мм, высотой 27 мм и массой 187,3 г располагали на расстоянии 120 мм от мишени. Источником нейтронов служила реакция  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ . Число нейтронов, попавших в образец за время измерений, определяли с помощью твердотельного слюдяного детектора по известному сечению деления  $^{235}\text{U}$ . Слюдю и слой  $^{235}\text{U}$ , помещенные в тонкостенный кадмиевый контейнер, приклеивали непосредственно к образцу.

$z=4I$ , состояние  $1S1/2$  ( $EI = 1.89475 + 04 \text{ эВ}$ ),  $EPS = 0.0010$

ПРИЛОЖЕНИЕ  
Таблица I

$E_+$	$E^{\pm} = E_+ + E_-$	EO			EI			E2			MI		M2					
		$\xi$	$\xi$	$A_2$	$\xi$	$A_2$	$A_4$	$\xi$	$A_2$	$A_4$	$\xi$	$A_2$	$A_4$					
0.55	1.04206+00	I	5.65+02	I	6.60-01	I	1.44-02	I	1.01+02	-3.69-01	-1.73-02	I	1.64-02	2.56-01	I	2.12+00	-2.87-01	-2.89-01
0.63	1.12206+00	I	2.32+03	I	1.27+00	I	4.41-02	I	4.71+02	-3.60-01	-4.81-02	I	6.80-02	2.64-01	I	2.59+01	-2.85-01	-2.97-01
0.71	1.20206+00	I	3.67+03	I	1.36+00	I	7.00-02	I	8.36+02	-3.52-01	-7.53-02	I	1.09-01	2.71-01	I	7.25+01	-2.83-01	-3.03-01
0.79	1.28206+00	I	4.69+03	I	1.34+00	I	9.28-02	I	1.19+03	-3.44-01	-9.94-02	I	1.40-01	2.75-01	I	1.38+02	-2.82-01	-3.07-01
0.87	1.36206+00	I	5.49+03	I	1.30+00	I	1.13-01	I	1.54+03	-3.38-01	-1.21-01	I	1.64-01	2.79-01	I	2.22+02	-2.81-01	-3.11-01
0.95	1.44206+00	I	6.12+03	I	1.25+00	I	1.30-01	I	1.89+03	-3.32-01	-1.40-01	I	1.84-01	2.83-01	I	3.22+02	-2.80-01	-3.15-01
1.03	1.52206+00	I	6.63+03	I	1.21+00	I	1.46-01	I	2.25+03	-3.27-01	-1.57-01	I	2.01-01	2.85-01	I	4.38+02	-2.79-01	-3.18-01
1.11	1.60206+00	I	7.06+03	I	1.17+00	I	1.60-01	I	2.62+03	-3.22-01	-1.72-01	I	2.14-01	2.88-01	I	5.68+02	-2.78-01	-3.20-01
1.19	1.68206+00	I	7.42+03	I	1.13+00	I	1.72-01	I	3.01+03	-3.18-01	-1.86-01	I	2.26-01	2.90-01	I	7.14+02	-2.77-01	-3.23-01
1.27	1.76206+00	I	7.72+03	I	1.10+00	I	1.83-01	I	3.41+03	-3.15-01	-1.98-01	I	2.36-01	2.92-01	I	8.74+02	-2.77-01	-3.25-01
1.35	1.84206+00	I	7.98+03	I	1.07+00	I	1.93-01	I	3.82+03	-3.11-01	-2.10-01	I	2.45-01	2.93-01	I	1.05+03	-2.76-01	-3.26-01
1.43	1.92206+00	I	8.21+03	I	1.05+00	I	2.02-01	I	4.25+03	-3.08-01	-2.20-01	I	2.53-01	2.95-01	I	1.24+03	-2.76-01	-3.28-01
1.51	2.00206+00	I	8.41+03	I	1.03+00	I	2.10-01	I	4.69+03	-3.06-01	-2.29-01	I	2.60-01	2.96-01	I	1.44+03	-2.75-01	-3.30-01
1.75	2.24206+00	I	8.88+03	I	9.74-01	I	2.30-01	I	6.13+03	-2.99-01	-2.51-01	I	2.76-01	2.99-01	I	2.13+03	-2.74-01	-3.33-01
1.99	2.48206+00	I	9.21+03	I	9.35-01	I	2.44-01	I	7.73+03	-2.94-01	-2.69-01	I	2.88-01	3.02-01	I	2.95+03	-2.73-01	-3.36-01
2.23	2.72206+00	I	9.46+03	I	9.05-01	I	2.56-01	I	9.50+03	-2.90-01	-2.82-01	I	2.98-01	3.03-01	I	3.90+03	-2.73-01	-3.39-01
2.47	2.96206+00	I	9.65+03	I	8.82-01	I	2.65-01	I	1.14+04	-2.86-01	-2.93-01	I	3.05-01	3.05-01	I	4.96+03	-2.72-01	-3.41-01
2.71	3.20206+00	I	9.80+03	I	8.63-01	I	2.72-01	I	1.36+04	-2.84-01	-3.01-01	I	3.11-01	3.06-01	I	6.15+03	-2.72-01	-3.42-01
2.95	3.44206+00	I	9.92+03	I	8.48-01	I	2.78-01	I	1.58+04	-2.82-01	-3.08-01	I	3.16-01	3.07-01	I	7.46+03	-2.71-01	-3.43-01
3.19	3.68206+00	I	1.00+04	I	8.36-01	I	2.82-01	I	1.83+04	-2.80-01	-3.14-01	I	3.20-01	3.08-01	I	8.89+03	-2.71-01	-3.45-01
3.43	3.92206+00	I	1.01+04	I	8.25-01	I	2.86-01	I	2.09+04	-2.79-01	-3.19-01	I	3.24-01	3.09-01	I	1.04+04	-2.71-01	-3.46-01
3.67	4.16206+00	I	1.02+04	I	8.17-01	I	2.90-01	I	2.38+04	-2.77-01	-3.23-01	I	3.27-01	3.09-01	I	1.21+04	-2.70-01	-3.46-01
3.91	4.40206+00	I	1.02+04	I	8.08-01	I	2.92-01	I	2.67+04	-2.76-01	-3.26-01	I	3.29-01	3.10-01	I	1.39+04	-2.70-01	-3.47-01
4.15	4.64206+00	I	1.03+04	I	8.01-01	I	2.95-01	I	2.99+04	-2.75-01	-3.29-01	I	3.31-01	3.10-01	I	1.58+04	-2.70-01	-3.48-01
4.39	4.88206+00	I	1.03+04	I	7.96-01	I	2.97-01	I	3.32+04	-2.75-01	-3.32-01	I	3.33-01	3.11-01	I	1.79+04	-2.70-01	-3.48-01
4.63	5.12206+00	I	1.04+04	I	7.89-01	I	2.99-01	I	3.68+04	-2.74-01	-3.34-01	I	3.35-01	3.11-01	I	2.00+04	-2.70-01	-3.49-01
4.87	5.36206+00	I	1.04+04	I	7.85-01	I	3.00-01	I	4.04+04	-2.73-01	-3.36-01	I	3.36-01	3.12-01	I	2.23+04	-2.69-01	-3.49-01
5.11	5.60206+00	I	1.04+04	I	7.80-01	I	3.02-01	I	4.43+04	-2.73-01	-3.37-01	I	3.38-01	3.12-01	I	2.47+04	-2.69-01	-3.50-01
5.35	5.84206+00	I	1.04+04	I	7.77-01	I	3.03-01	I	4.84+04	-2.73-01	-3.39-01	I	3.39-01	3.12-01	I	2.72+04	-2.69-01	-3.50-01
5.59	6.08206+00	I	1.05+04	I	7.73-01	I	3.04-01	I	5.26+04	-2.72-01	-3.40-01	I	3.40-01	3.12-01	I	2.99+04	-2.69-01	-3.50-01
5.83	6.32206+00	I	1.05+04	I	7.70-01	I	3.05-01	I	5.70+04	-2.72-01	-3.41-01	I	3.41-01	3.13-01	I	3.26+04	-2.69-01	-3.51-01
6.07	6.56206+00	I	1.05+04	I	7.67-01	I	3.06-01	I	6.16+04	-2.71-01	-3.42-01	I	3.42-01	3.13-01	I	3.55+04	-2.69-01	-3.51-01
6.31	6.80206+00	I	1.05+04	I	7.65-01	I	3.06-01	I	6.63+04	-2.71-01	-3.43-01	I	3.43-01	3.13-01	I	3.85+04	-2.69-01	-3.51-01
6.55	7.04206+00	I	1.05+04	I	7.62-01	I	3.07-01	I	7.12+04	-2.71-01	-3.44-01	I	3.44-01	3.13-01	I	4.16+04	-2.69-01	-3.51-01

z=49, состояние 1s1/2 (EI = 2.79204 + 04 эВ), EPS = 0.0010

Таблица 2

E <sub>+</sub>	E <sup>HF</sup> = E <sub>+</sub> + E <sub>-</sub>	EO			EI			E2			MI		M2		
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>		
0.55	1.03309+00	8.75+02	6.39-01	1.37-02	1.09+02	-3.69-01	-1.77-02	1.99-02	2.31-01	2.60+00	-2.96-01	-2.61-01			
0.63	1.11309+00	4.25+03	1.59+00	4.37-02	6.12+02	-3.60-01	-4.89-02	9.82-02	2.43-01	3.65+01	-2.93-01	-2.72-01			
0.71	1.19309+00	7.03+03	1.83+00	6.98-02	1.15+03	-3.51-01	-7.62-02	1.64-01	2.51-01	1.07+02	-2.90-01	-2.80-01			
0.79	1.27309+00	9.15+03	1.87+00	9.27-02	1.68+03	-3.44-01	-1.00-01	2.16-01	2.58-01	2.08+02	-2.88-01	-2.86-01			
0.87	1.35309+00	1.08+04	1.84+00	1.13-01	2.21+03	-3.38-01	-1.22-01	2.57-01	2.63-01	3.37+02	-2.87-01	-2.92-01			
0.95	1.43309+00	1.21+04	1.80+00	1.31-01	2.74+03	-3.32-01	-1.41-01	2.90-01	2.68-01	4.93+02	-2.85-01	-2.97-01			
1.03	1.51309+00	1.31+04	1.75+00	1.46-01	3.20+03	-3.27-01	-1.58-01	3.17-01	2.72-01	6.73+02	-2.84-01	-3.01-01			
1.11	1.59309+00	1.40+04	1.71+00	1.60-01	3.86+03	-3.22-01	-1.73-01	3.40-01	2.75-01	8.78+02	-2.83-01	-3.05-01			
1.19	1.67309+00	1.47+04	1.67+00	1.73-01	4.45+03	-3.18-01	-1.87-01	3.59-01	2.78-01	1.11+03	-2.82-01	-3.08-01			
1.27	1.75309+00	1.53+04	1.63+00	1.84-01	5.06+03	-3.14-01	-1.99-01	3.76-01	2.81-01	1.36+03	-2.81-01	-3.11-01			
1.35	1.83309+00	1.58+04	1.58+00	1.94-01	5.69+03	-3.11-01	-2.10-01	3.90-01	2.83-01	1.63+03	-2.80-01	-3.13-01			
1.43	1.91309+00	1.63+04	1.56+00	2.02-01	6.34+03	-3.08-01	-2.20-01	4.03-01	2.85-01	1.93+03	-2.79-01	-3.16-01			
1.51	1.99309+00	1.67+04	1.53+00	2.10-01	7.03+03	-3.05-01	-2.30-01	4.14-01	2.87-01	2.25+03	-2.79-01	-3.18-01			
1.75	2.23309+00	1.75+04	1.46+00	2.30-01	9.24+03	-2.99-01	-2.52-01	4.40-01	2.91-01	3.34+03	-2.77-01	-3.23-01			
1.99	2.47309+00	1.81+04	1.41+00	2.45-01	1.17+04	-2.93-01	-2.69-01	4.60-01	2.95-01	4.62+03	-2.76-01	-3.27-01			
2.23	2.71309+00	1.86+04	1.37+00	2.56-01	1.44+04	-2.89-01	-2.83-01	4.74-01	2.98-01	6.10+03	-2.75-01	-3.31-01			
2.47	2.95309+00	1.89+04	1.33+00	2.65-01	1.74+04	-2.86-01	-2.93-01	4.86-01	3.00-01	7.77+03	-2.74-01	-3.33-01			
2.71	3.19309+00	1.91+04	1.31+00	2.72-01	2.06+04	-2.84-01	-3.02-01	4.95-01	3.02-01	9.64+03	-2.73-01	-3.36-01			
2.95	3.43309+00	1.93+04	1.29+00	2.78-01	2.42+04	-2.82-01	-3.08-01	5.02-01	3.03-01	1.17+04	-2.73-01	-3.37-01			
3.19	3.67309+00	1.94+04	1.27+00	2.83-01	2.80+04	-2.80-01	-3.14-01	5.08-01	3.04-01	1.39+04	-2.72-01	-3.39-01			
3.43	3.91309+00	1.96+04	1.25+00	2.87-01	3.20+04	-2.79-01	-3.19-01	5.13-01	3.05-01	1.64+04	-2.72-01	-3.41-01			
3.67	4.15309+00	1.97+04	1.24+00	2.90-01	3.64+04	-2.77-01	-3.23-01	5.18-01	3.06-01	1.90+04	-2.72-01	-3.42-01			
3.91	4.39309+00	1.97+04	1.23+00	2.93-01	4.10+04	-2.76-01	-3.26-01	5.22-01	3.07-01	2.18+04	-2.71-01	-3.43-01			
4.15	4.63309+00	1.98+04	1.22+00	2.95-01	4.58+04	-2.75-01	-3.29-01	5.24-01	3.08-01	2.48+04	-2.71-01	-3.44-01			
4.39	4.87309+00	1.98+04	1.21+00	2.97-01	5.10+04	-2.75-01	-3.32-01	5.27-01	3.08-01	2.80+04	-2.71-01	-3.45-01			
4.63	5.11309+00	1.99+04	1.20+00	2.99-01	5.64+04	-2.74-01	-3.34-01	5.29-01	3.09-01	3.14+04	-2.71-01	-3.45-01			
4.87	5.35309+00	1.99+04	1.20+00	3.00-01	6.21+04	-2.73-01	-3.36-01	5.32-01	3.09-01	3.49+04	-2.70-01	-3.46-01			
5.11	5.59309+00	1.99+04	1.19+00	3.02-01	6.80+04	-2.73-01	-3.37-01	5.33-01	3.10-01	3.87+04	-2.70-01	-3.47-01			
5.35	5.83309+00	2.00+04	1.19+00	3.03-01	7.43+04	-2.72-01	-3.39-01	5.35-01	3.10-01	4.26+04	-2.70-01	-3.47-01			
5.59	6.07309+00	2.00+04	1.18+00	3.04-01	8.08+04	-2.72-01	-3.40-01	5.36-01	3.10-01	4.68+04	-2.70-01	-3.48-01			
5.83	6.31309+00	2.00+04	1.18+00	3.05-01	8.76+04	-2.72-01	-3.41-01	5.38-01	3.11-01	5.11+04	-2.70-01	-3.48-01			
6.07	6.55309+00	2.00+04	1.17+00	3.06-01	9.46+04	-2.71-01	-3.42-01	5.39-01	3.11-01	5.56+04	-2.70-01	-3.48-01			
6.31	6.79309+00	2.00+04	1.17+00	3.07-01	1.02+05	-2.71-01	-3.43-01	5.40-01	3.11-01	6.02+04	-2.70-01	-3.49-01			
6.55	7.03309+00	2.01+04	1.12+00	3.07-01	1.10+05	-2.71-01	-3.44-01	5.41-01	3.12-01	6.51+04	-2.69-01	-3.49-01			

Таблица 3

$z = 60$ , состояние 1S1/2 ( $EI = 4.35969 + 04 \text{ эВ}$ ),  $EPS = 0.0010$

$E_+$	$E^- = E_+ + E_-$	E0			E1			E2			M1		M2		
		$\xi$	$\xi$	$A_2$	$\xi$	$A_2$	$A_4$	$\xi$	$A_2$	$A_4$	$\xi$	$A_2$	$\xi$	$A_2$	$A_4$
0.55	1.01741+00	1.55+03	5.41-01	1.23-02	1.07+02	-3.69-01	-1.83-02	2.39-02	1.93-01	3.09+00	-3.10-01	-2.15-01			
0.63	1.09741+00	9.44+03	1.87+00	4.29-02	7.70+02	-3.59-01	-5.01-02	1.49-01	2.08-01	5.28+01	-3.05-01	-2.30-01			
0.71	1.17741+00	1.65+04	2.39+00	6.93-02	1.56+03	-3.51-01	-7.78-02	2.65-01	2.20-01	1.63+02	-3.02-01	-2.42-01			
0.79	1.25741+00	2.21+04	2.57+00	9.26-02	2.36+03	-3.43-01	-1.02-01	3.58-01	2.29-01	3.27+02	-2.99-01	-2.51-01			
0.87	1.33741+00	2.63+04	2.62+00	1.13-01	3.18+03	-3.37-01	-1.24-01	4.32-01	2.37-01	5.39+02	-2.96-01	-2.59-01			
0.95	1.41741+00	2.97+04	2.61+00	1.31-01	4.03+03	-3.31-01	-1.43-01	4.92-01	2.44-01	7.95+02	-2.94-01	-2.66-01			
1.03	1.49741+00	3.23+04	2.58+00	1.47-01	4.89+03	-3.26-01	-1.60-01	5.41-01	2.49-01	1.09+03	-2.92-01	-2.72-01			
1.11	1.57741+00	3.44+04	2.54+00	1.61-01	5.79+03	-3.22-01	-1.75-01	5.82-01	2.54-01	1.43+03	-2.91-01	-2.78-01			
1.19	1.65741+00	3.62+04	2.50+00	1.73-01	6.72+03	-3.18-01	-1.89-01	6.17-01	2.58-01	1.81+03	-2.89-01	-2.83-01			
1.27	1.73741+00	3.76+04	2.46+00	1.84-01	7.69+03	-3.14-01	-2.01-01	6.46-01	2.62-01	2.23+03	-2.88-01	-2.87-01			
1.35	1.81741+00	3.88+04	2.42+00	1.94-01	8.69+03	-3.11-01	-2.12-01	6.72-01	2.66-01	2.69+03	-2.87-01	-2.91-01			
1.43	1.89741+00	3.98+04	2.38+00	2.03-01	9.74+03	-3.08-01	-2.22-01	6.94-01	2.69-01	3.18+03	-2.86-01	-2.94-01			
1.51	1.97741+00	4.07+04	2.34+00	2.11-01	1.08+04	-3.05-01	-2.31-01	7.13-01	2.71-01	3.72+03	-2.85-01	-2.97-01			
1.75	2.21741+00	4.26+04	2.25+00	2.31-01	1.44+04	-2.98-01	-2.53-01	7.58-01	2.78-01	5.54+03	-2.83-01	-3.05-01			
1.99	2.45741+00	4.37+04	2.19+00	2.46-01	1.83+04	-2.93-01	-2.70-01	7.90-01	2.83-01	7.68+03	-2.81-01	-3.12-01			
2.23	2.69741+00	4.45+04	2.13+00	2.57-01	2.27+04	-2.89-01	-2.83-01	8.14-01	2.87-01	1.02+04	-2.79-01	-3.17-01			
2.47	2.93741+00	4.51+04	2.09+00	2.66-01	2.75+04	-2.86-01	-2.94-01	8.32-01	2.91-01	1.29+04	-2.78-01	-3.21-01			
2.71	3.17741+00	4.54+04	2.05+00	2.73-01	3.27+04	-2.84-01	-3.02-01	8.46-01	2.93-01	1.60+04	-2.77-01	-3.24-01			
2.95	3.41741+00	4.56+04	2.02+00	2.79-01	3.84+04	-2.82-01	-3.09-01	8.57-01	2.96-01	1.95+04	-2.76-01	-3.27-01			
3.19	3.65741+00	4.58+04	2.00+00	2.84-01	4.45+04	-2.80-01	-3.14-01	8.67-01	2.97-01	2.32+04	-2.75-01	-3.30-01			
3.43	3.89741+00	4.59+04	1.98+00	2.88-01	5.10+04	-2.78-01	-3.19-01	8.73-01	2.99-01	2.73+04	-2.75-01	-3.32-01			
3.67	4.13741+00	4.59+04	1.96+00	2.91-01	5.80+04	-2.77-01	-3.23-01	8.79-01	3.01-01	3.16+04	-2.74-01	-3.34-01			
3.91	4.37741+00	4.59+04	1.94+00	2.94-01	6.54+04	-2.76-01	-3.26-01	8.84-01	3.02-01	3.63+04	-2.74-01	-3.35-01			
4.15	4.61741+00	4.59+04	1.93+00	2.96-01	7.33+04	-2.75-01	-3.29-01	8.89-01	3.03-01	4.13+04	-2.73-01	-3.37-01			
4.39	4.85741+00	4.59+04	1.92+00	2.98-01	8.16+04	-2.75-01	-3.32-01	8.92-01	3.04-01	4.66+04	-2.73-01	-3.38-01			
4.63	5.09741+00	4.59+04	1.91+00	3.00-01	9.03+04	-2.74-01	-3.34-01	8.95-01	3.05-01	5.22+04	-2.72-01	-3.39-01			
4.87	5.33741+00	4.58+04	1.90+00	3.01-01	9.95+04	-2.73-01	-3.36-01	8.97-01	3.05-01	5.81+04	-2.72-01	-3.40-01			
5.11	5.57741+00	4.58+04	1.89+00	3.02-01	1.09+05	-2.73-01	-3.38-01	9.00-01	3.06-01	6.43+04	-2.72-01	-3.41-01			
5.35	5.81741+00	4.58+04	1.88+00	3.04-01	1.19+05	-2.72-01	-3.39-01	9.01-01	3.07-01	7.08+04	-2.72-01	-3.42-01			
5.59	6.05741+00	4.57+04	1.87+00	3.05-01	1.30+05	-2.72-01	-3.40-01	9.03-01	3.07-01	7.77+04	-2.71-01	-3.43-01			
5.83	6.29741+00	4.57+04	1.87+00	3.05-01	1.41+05	-2.72-01	-3.41-01	9.04-01	3.08-01	8.48+04	-2.71-01	-3.43-01			
6.07	6.53741+00	4.56+04	1.86+00	3.06-01	1.52+05	-2.71-01	-3.42-01	9.06-01	3.08-01	9.23+04	-2.71-01	-3.44-01			
6.31	6.77741+00	4.56+04	1.86+00	3.07-01	1.64+05	-2.71-01	-3.43-01	9.07-01	3.08-01	1.00+05	-2.71-01	-3.45-01			
6.55	7.01741+00	4.56+04	1.85+00	3.08-01	1.76+05	-2.71-01	-3.44-01	9.08-01	3.09-01	1.08+05	-2.71-01	-3.45-01			

Z=70, состояние 1S1/2 (EI = 6.14404 + 04 эВ), EPS = 0.0010

Таблица 4

E <sub>+</sub>	E <sup>ж</sup> = E <sub>+</sub> +E <sub>-</sub>	E0			E1			E2			M1		M2					
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>						
0.55	9.99566-01	I	2.67+03	I	4.34-01	I	1.08-02	I	9.65+01	-3.68-01	-1.92-02	I	2.75-02	1.54-01	I	3.46+00	-3.24-01	-1.67-01
0.63	1.07957+00	I	1.97+04	I	1.99+00	I	4.19-02	I	8.63+02	-3.59-01	-5.17-02	I	2.08-01	1.73-01	I	6.95+01	-3.18-01	-1.86-01
0.71	1.15957+00	I	3.63+04	I	2.78+00	I	5.88-02	I	1.87+03	-3.50-01	-7.98-02	I	3.91-01	1.87-01	I	2.25+02	-3.14-01	-2.01-01
0.79	1.23957+00	I	4.94+04	I	3.14+00	I	9.24-02	I	2.94+03	-3.43-01	-1.04-01	I	5.41-01	1.99-01	I	4.63+02	-3.10-01	-2.13-01
0.87	1.31957+00	I	5.95+04	I	3.28+00	I	1.13-01	I	4.06+03	-3.36-01	-1.26-01	I	6.61-01	2.09-01	I	7.73+02	-3.07-01	-2.24-01
0.95	1.39957+00	I	6.72+04	I	3.34+00	I	1.31-01	I	5.21+03	-3.31-01	-1.45-01	I	7.58-01	2.17-01	I	1.15+03	-3.04-01	-2.33-01
1.03	1.47957+00	I	7.33+04	I	3.35+00	I	1.47-01	I	6.41+03	-3.26-01	-1.62-01	I	8.37-01	2.25-01	I	1.59+03	-3.02-01	-2.41-01
1.11	1.55957+00	I	7.81+04	I	3.33+00	I	1.61-01	I	7.66+03	-3.21-01	-1.77-01	I	9.03-01	2.31-01	I	2.10+03	-3.00-01	-2.48-01
1.19	1.63957+00	I	8.20+04	I	3.30+00	I	1.74-01	I	8.96+03	-3.17-01	-1.91-01	I	9.57-01	2.37-01	I	2.66+03	-2.98-01	-2.55-01
1.27	1.71957+00	I	8.51+04	I	3.27+00	I	1.85-01	I	1.03+04	-3.13-01	-2.03-01	I	1.00+00	2.42-01	I	3.29+03	-2.96-01	-2.60-01
1.35	1.79957+00	I	8.76+04	I	3.23+00	I	1.95-01	I	1.17+04	-3.10-01	-2.14-01	I	1.04+00	2.46-01	I	3.97+03	-2.95-01	-2.65-01
1.43	1.87957+00	I	8.26+04	I	3.18+00	I	2.04-01	I	1.32+04	-3.07-01	-2.24-01	I	1.08+00	2.50-01	I	4.70+03	-2.93-01	-2.70-01
1.51	1.95957+00	I	9.13+04	I	3.16+00	I	2.12-01	I	1.47+04	-3.04-01	-2.32-01	I	1.11+00	2.54-01	I	5.49+03	-2.92-01	-2.74-01
1.75	2.19957+00	I	9.47+04	I	3.07+00	I	2.32-01	I	1.97+04	-2.98-01	-2.54-01	I	1.17+00	2.63-01	I	8.20+03	-2.89-01	-2.85-01
1.99	2.43957+00	I	9.66+04	I	2.99+00	I	2.47-01	I	2.53+04	-2.93-01	-2.71-01	I	1.22+00	2.70-01	I	1.14+04	-2.86-01	-2.94-01
2.23	2.67957+00	I	9.77+04	I	2.93+00	I	2.58-01	I	3.15+04	-2.89-01	-2.84-01	I	1.25+00	2.75-01	I	1.51+04	-2.84-01	-3.01-01
2.47	2.91957+00	I	9.82+04	I	2.88+00	I	2.67-01	I	3.83+04	-2.86-01	-2.94-01	I	1.28+00	2.80-01	I	1.92+04	-2.82-01	-3.06-01
2.71	3.15957+00	I	9.85+04	I	2.84+00	I	2.74-01	I	4.58+04	-2.83-01	-3.02-01	I	1.30+00	2.84-01	I	2.38+04	-2.81-01	-3.11-01
2.95	3.39957+00	I	9.84+04	I	2.81+00	I	2.80-01	I	5.38+04	-2.81-01	-3.09-01	I	1.31+00	2.87-01	I	2.89+04	-2.80-01	-3.15-01
3.19	3.63957+00	I	9.82+04	I	2.78+00	I	2.85-01	I	6.25+04	-2.80-01	-3.15-01	I	1.32+00	2.89-01	I	3.44+04	-2.79-01	-3.19-01
3.43	3.87957+00	I	9.80+04	I	2.75+00	I	2.88-01	I	7.18+04	-2.78-01	-3.19-01	I	1.33+00	2.92-01	I	4.04+04	-2.78-01	-3.21-01
3.67	4.11957+00	I	9.77+04	I	2.73+00	I	2.92-01	I	8.18+04	-2.77-01	-3.23-01	I	1.34+00	2.94-01	I	4.69+04	-2.77-01	-3.24-01
3.91	4.35957+00	I	9.73+04	I	2.71+00	I	2.94-01	I	9.23+04	-2.76-01	-3.27-01	I	1.34+00	2.95-01	I	5.38+04	-2.76-01	-3.26-01
4.15	4.59957+00	I	9.70+04	I	2.69+00	I	2.97-01	I	1.04+05	-2.75-01	-3.29-01	I	1.35+00	2.97-01	I	6.12+04	-2.76-01	-3.28-01
4.39	4.83957+00	I	9.66+04	I	2.68+00	I	2.99-01	I	1.15+05	-2.75-01	-3.32-01	I	1.35+00	2.98-01	I	6.90+04	-2.75-01	-3.30-01
4.63	5.07957+00	I	9.63+04	I	2.67+00	I	3.00-01	I	1.28+05	-2.74-01	-3.34-01	I	1.35+00	2.99-01	I	7.73+04	-2.75-01	-3.32-01
4.87	5.31957+00	I	9.59+04	I	2.66+00	I	3.02-01	I	1.41+05	-2.73-01	-3.36-01	I	1.35+00	3.00-01	I	8.60+04	-2.74-01	-3.33-01
5.11	5.55957+00	I	9.56+04	I	2.65+00	I	3.03-01	I	1.55+05	-2.73-01	-3.38-01	I	1.35+00	3.01-01	I	9.52+04	-2.74-01	-3.34-01
5.35	5.79957+00	I	9.53+04	I	2.64+00	I	3.04-01	I	1.69+05	-2.72-01	-3.39-01	I	1.36+00	3.02-01	I	1.05+05	-2.74-01	-3.35-01
5.59	6.03957+00	I	9.49+04	I	2.63+00	I	3.05-01	I	1.84+05	-2.72-01	-3.40-01	I	1.36+00	3.03-01	I	1.15+05	-2.73-01	-3.37-01
5.83	6.27957+00	I	9.46+04	I	2.62+00	I	3.06-01	I	2.00+05	-2.72-01	-3.41-01	I	1.36+00	3.04-01	I	1.25+05	-2.73-01	-3.38-01
6.07	6.51957+00	I	9.43+04	I	2.61+00	I	3.07-01	I	2.16+05	-2.71-01	-3.42-01	I	1.36+00	3.04-01	I	1.36+05	-2.73-01	-3.38-01
6.31	6.75957+00	I	9.40+04	I	2.61+00	I	3.07-01	I	2.33+05	-2.71-01	-3.43-01	I	1.36+00	3.05-01	I	1.48+05	-2.72-01	-3.39-01
6.55	6.99957+00	I	9.37+04	I	2.60+00	I	3.08-01	I	2.50+05	-2.71-01	-3.44-01	I	1.36+00	3.05-01	I	1.60+05	-2.72-01	-3.40-01

Z=82, состояние 1S1/2 (EI = 8.82855 + 04 эВ), EPS = 0.0010

Таблица 5

E <sub>+</sub>	E <sub>K</sub> = E <sub>+</sub> + E <sub>-</sub>	E0			E1			E2			M1		M2				
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>				
0.55	9.72720-01	I	5.45+03	I	3.11-01	8.49-03	I	7.81+01	-3.68-01	-2.06-02	I	3.25-02	1.06-01	I	3.81+00	-3.43-01	-1.05-01
0.63	1.05272+00	I	5.82+04	I	1.96+00	4.03-02	I	9.02+02	-3.58-01	-5.42-02	I	3.08-01	1.27-01	I	9.26+01	-3.36-01	-1.28-01
0.71	1.13272+00	I	9.79+04	I	3.06+00	5.80-02	I	2.13+03	-3.49-01	-8.28-02	I	6.15-01	1.44-01	I	3.19+02	-3.30-01	-1.46-01
0.79	1.21272+00	I	1.36+05	I	3.66+00	9.21-02	I	3.51+03	-3.42-01	-1.08-01	I	8.74-01	1.58-01	I	6.72+02	-3.26-01	-1.61-01
0.87	1.29272+00	I	1.65+05	I	3.97+00	1.13-01	I	4.98+03	-3.35-01	-1.29-01	I	1.08+00	1.70-01	I	1.14+03	-3.22-01	-1.75-01
0.95	1.37272+00	I	1.87+05	I	4.13+00	1.32-01	I	6.53+03	-3.30-01	-1.48-01	I	1.25+00	1.81-01	I	1.72+03	-3.18-01	-1.86-01
1.03	1.45272+00	I	2.04+05	I	4.21+00	1.48-01	I	8.16+03	-3.25-01	-1.65-01	I	1.38+00	1.90-01	I	2.39+03	-3.15-01	-1.97-01
1.11	1.53272+00	I	2.17+05	I	4.24+00	1.62-01	I	9.86+03	-3.20-01	-1.80-01	I	1.49+00	1.98-01	I	3.16+03	-3.12-01	-2.06-01
1.19	1.61272+00	I	2.26+05	I	4.25+00	1.75-01	I	1.17+04	-3.16-01	-1.94-01	I	1.58+00	2.05-01	I	4.03+03	-3.10-01	-2.14-01
1.27	1.69272+00	I	2.34+05	I	4.24+00	1.87-01	I	1.35+04	-3.12-01	-2.06-01	I	1.66+00	2.12-01	I	4.98+03	-3.08-01	-2.22-01
1.35	1.77272+00	I	2.40+05	I	4.22+00	1.97-01	I	1.55+04	-3.09-01	-2.16-01	I	1.72+00	2.18-01	I	6.03+03	-3.06-01	-2.29-01
1.43	1.85272+00	I	2.45+05	I	4.20+00	2.06-01	I	1.76+04	-3.06-01	-2.26-01	I	1.77+00	2.23-01	I	7.16+03	-3.04-01	-2.35-01
1.51	1.93272+00	I	2.48+05	I	4.18+00	2.14-01	I	1.97+04	-3.04-01	-2.35-01	I	1.82+00	2.28-01	I	8.37+03	-3.02-01	-2.41-01
1.75	2.17272+00	I	2.54+05	I	4.10+00	2.34-01	I	2.67+04	-2.97-01	-2.56-01	I	1.92+00	2.40-01	I	1.25+04	-2.98-01	-2.55-01
1.99	2.41272+00	I	2.57+05	I	4.04+00	2.49-01	I	3.46+04	-2.92-01	-2.72-01	I	1.99+00	2.50-01	I	1.74+04	-2.94-01	-2.67-01
2.23	2.65272+00	I	2.57+05	I	3.98+00	2.60-01	I	4.34+04	-2.89-01	-2.85-01	I	2.03+00	2.57-01	I	2.30+04	-2.91-01	-2.76-01
2.47	2.89272+00	I	2.56+05	I	3.93+00	2.69-01	I	5.31+04	-2.86-01	-2.95-01	I	2.06+00	2.63-01	I	2.94+04	-2.89-01	-2.84-01
2.71	3.13272+00	I	2.54+05	I	3.89+00	2.76-01	I	6.37+04	-2.83-01	-3.03-01	I	2.08+00	2.69-01	I	3.64+04	-2.87-01	-2.91-01
2.95	3.37272+00	I	2.52+05	I	3.85+00	2.81-01	I	7.52+04	-2.81-01	-3.10-01	I	2.10+00	2.73-01	I	4.42+04	-2.85-01	-2.96-01
3.19	3.61272+00	I	2.49+05	I	3.82+00	2.86-01	I	8.77+04	-2.80-01	-3.15-01	I	2.11+00	2.77-01	I	5.26+04	-2.84-01	-3.01-01
3.43	3.85272+00	I	2.47+05	I	3.79+00	2.90-01	I	1.01+05	-2.78-01	-3.20-01	I	2.11+00	2.80-01	I	6.17+04	-2.83-01	-3.05-01
3.67	4.09272+00	I	2.45+05	I	3.77+00	2.93-01	I	1.15+05	-2.77-01	-3.23-01	I	2.12+00	2.83-01	I	7.15+04	-2.82-01	-3.09-01
3.91	4.33272+00	I	2.43+05	I	3.75+00	2.95-01	I	1.30+05	-2.76-01	-3.27-01	I	2.12+00	2.85-01	I	8.20+04	-2.81-01	-3.12-01
4.15	4.57272+00	I	2.40+05	I	3.73+00	2.98-01	I	1.47+05	-2.75-01	-3.29-01	I	2.12+00	2.87-01	I	9.32+04	-2.80-01	-3.15-01
4.39	4.81272+00	I	2.38+05	I	3.72+00	3.00-01	I	1.63+05	-2.75-01	-3.32-01	I	2.12+00	2.89-01	I	1.05+05	-2.79-01	-3.17-01
4.63	5.05272+00	I	2.36+05	I	3.71+00	3.01-01	I	1.81+05	-2.74-01	-3.34-01	I	2.12+00	2.91-01	I	1.18+05	-2.78-01	-3.20-01
4.87	5.29272+00	I	2.35+05	I	3.69+00	3.03-01	I	2.00+05	-2.73-01	-3.36-01	I	2.11+00	2.92-01	I	1.31+05	-2.78-01	-3.22-01
5.11	5.53272+00	I	2.33+05	I	3.68+00	3.04-01	I	2.20+05	-2.73-01	-3.37-01	I	2.11+00	2.94-01	I	1.44+05	-2.77-01	-3.24-01
5.35	5.77272+00	I	2.31+05	I	3.67+00	3.05-01	I	2.41+05	-2.73-01	-3.39-01	I	2.11+00	2.95-01	I	1.59+05	-2.77-01	-3.25-01
5.59	6.01272+00	I	2.29+05	I	3.66+00	3.06-01	I	2.62+05	-2.72-01	-3.40-01	I	2.10+00	2.96-01	I	1.74+05	-2.76-01	-3.27-01
5.83	6.25272+00	I	2.28+05	I	3.65+00	3.07-01	I	2.84+05	-2.72-01	-3.41-01	I	2.10+00	2.97-01	I	1.90+05	-2.76-01	-3.28-01
6.07	6.49272+00	I	2.27+05	I	3.64+00	3.07-01	I	3.08+05	-2.71-01	-3.42-01	I	2.10+00	2.98-01	I	2.06+05	-2.75-01	-3.30-01
6.31	6.73272+00	I	2.25+05	I	3.64+00	3.08-01	I	3.32+05	-2.71-01	-3.43-01	I	2.09+00	2.99-01	I	2.23+05	-2.75-01	-3.31-01
6.55	6.97272+00	I	2.24+05	I	3.63+00	3.09-01	I	3.57+05	-2.71-01	-3.44-01	I	2.09+00	3.00-01	I	2.41+05	-2.75-01	-3.32-01

z=92, состояние 1S1/2 (EI = I.I6096 + 05 эВ), EPS = 0.0010

Таблица 6

E <sub>+</sub>	E <sub>±</sub> = E <sub>+</sub> +E <sub>-</sub>	E0			E1			E2			M1		M2		
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>		
0.55	9.44910-01	1.06+04	2.26-01	6.04-03	6.12+01	-3.67-01	-2.23-02	3.85-02	6.73-02	4.10+00	-3.59-01	-5.22-02			
0.63	1.02491+00	1.17+05	1.83+00	3.87-02	8.74+02	-3.57-01	-5.71-02	4.37-01	8.80-02	1.16+02	-3.51-01	-7.63-02			
0.71	1.10491+00	2.38+05	3.13+00	6.70-02	2.22+03	-3.48-01	-8.62-02	9.15-01	1.06-01	4.19+02	-3.45-01	-9.64-02			
0.79	1.18491+00	3.35+05	3.92+00	9.17-02	3.81+03	-3.41-01	-1.11-01	1.32+00	1.21-01	9.04+02	-3.40-01	-1.14-01			
0.87	1.26491+00	4.09+05	4.38+00	1.13-01	5.55+03	-3.34-01	-1.33-01	1.65+00	1.35-01	1.55+03	-3.35-01	-1.29-01			
0.95	1.34491+00	4.63+05	4.65+00	1.32-01	7.43+03	-3.29-01	-1.52-01	1.91+00	1.46-01	2.36+03	-3.31-01	-1.43-01			
1.03	1.42491+00	5.03+05	4.82+00	1.49-01	9.42+03	-3.24-01	-1.69-01	2.12+00	1.57-01	3.30+03	-3.28-01	-1.55-01			
1.11	1.50491+00	5.33+05	4.91+00	1.63-01	1.15+04	-3.19-01	-1.83-01	2.29+00	1.66-01	4.38+03	-3.24-01	-1.66-01			
1.19	1.58491+00	5.55+05	4.97+00	1.76-01	1.38+04	-3.15-01	-1.97-01	2.42+00	1.75-01	5.60+03	-3.22-01	-1.75-01			
1.27	1.66491+00	5.71+05	5.00+00	1.88-01	1.61+04	-3.12-01	-2.08-01	2.53+00	1.83-01	6.93+03	-3.19-01	-1.84-01			
1.35	1.74491+00	5.83+05	5.01+00	1.98-01	1.86+04	-3.09-01	-2.19-01	2.62+00	1.90-01	8.40+03	-3.16-01	-1.93-01			
1.43	1.82491+00	5.91+05	5.01+00	2.07-01	2.12+04	-3.06-01	-2.28-01	2.70+00	1.96-01	9.98+03	-3.14-01	-2.00-01			
1.51	1.90491+00	5.97+05	5.00+00	2.15-01	2.39+04	-3.03-01	-2.37-01	2.76+00	2.02-01	1.17+04	-3.12-01	-2.07-01			
1.75	2.14491+00	6.04+05	4.97+00	2.36-01	3.28+04	-2.97-01	-2.58-01	2.90+00	2.16-01	1.75+04	-3.07-01	-2.25-01			
1.99	2.38491+00	6.02+05	4.93+00	2.50-01	4.30+04	-2.92-01	-2.73-01	2.98+00	2.28-01	2.43+04	-3.02-01	-2.39-01			
2.23	2.62491+00	5.95+05	4.88+00	2.62-01	5.43+04	-2.88-01	-2.86-01	3.02+00	2.38-01	3.22+04	-2.99-01	-2.51-01			
2.47	2.86491+00	5.87+05	4.84+00	2.70-01	6.68+04	-2.85-01	-2.96-01	3.05+00	2.45-01	4.10+04	-2.96-01	-2.61-01			
2.71	3.10491+00	5.78+05	4.81+00	2.77-01	8.04+04	-2.83-01	-3.03-01	3.07+00	2.52-01	5.08+04	-2.93-01	-2.69-01			
2.95	3.34491+00	5.69+05	4.78+00	2.83-01	9.53+04	-2.81-01	-3.10-01	3.07+00	2.58-01	6.15+04	-2.91-01	-2.76-01			
3.19	3.58491+00	5.59+05	4.75+00	2.87-01	1.11+05	-2.80-01	-3.15-01	3.07+00	2.62-01	7.32+04	-2.89-01	-2.82-01			
3.43	3.82491+00	5.51+05	4.73+00	2.91-01	1.29+05	-2.78-01	-3.20-01	3.07+00	2.66-01	8.59+04	-2.88-01	-2.88-01			
3.67	4.06491+00	5.42+05	4.71+00	2.94-01	1.47+05	-2.77-01	-3.23-01	3.07+00	2.70-01	9.94+04	-2.86-01	-2.92-01			
3.91	4.30491+00	5.33+05	4.70+00	2.97-01	1.67+05	-2.76-01	-3.26-01	3.06+00	2.73-01	1.14+05	-2.85-01	-2.96-01			
4.15	4.54491+00	5.27+05	4.68+00	2.99-01	1.88+05	-2.75-01	-3.29-01	3.05+00	2.76-01	1.29+05	-2.84-01	-3.00-01			
4.39	4.78491+00	5.19+05	4.67+00	3.01-01	2.10+05	-2.75-01	-3.32-01	3.04+00	2.79-01	1.46+05	-2.83-01	-3.04-01			
4.63	5.02491+00	5.13+05	4.65+00	3.02-01	2.33+05	-2.74-01	-3.34-01	3.03+00	2.81-01	1.63+05	-2.82-01	-3.06-01			
4.87	5.26491+00	5.07+05	4.64+00	3.04-01	2.58+05	-2.73-01	-3.36-01	3.02+00	2.83-01	1.81+05	-2.81-01	-3.09-01			
5.11	5.50491+00	5.01+05	4.63+00	3.05-01	2.83+05	-2.73-01	-3.37-01	3.01+00	2.85-01	2.00+05	-2.81-01	-3.12-01			
5.35	5.74491+00	4.95+05	4.62+00	3.06-01	3.10+05	-2.73-01	-3.39-01	3.00+00	2.86-01	2.20+05	-2.80-01	-3.14-01			
5.59	5.98491+00	4.90+05	4.61+00	3.07-01	3.38+05	-2.72-01	-3.40-01	2.99+00	2.88-01	2.40+05	-2.79-01	-3.16-01			
5.83	6.22491+00	4.85+05	4.61+00	3.07-01	3.67+05	-2.72-01	-3.41-01	2.97+00	2.89-01	2.62+05	-2.79-01	-3.18-01			
6.07	6.46491+00	4.80+05	4.60+00	3.08-01	3.98+05	-2.72-01	-3.42-01	2.96+00	2.90-01	2.85+05	-2.78-01	-3.19-01			
6.31	6.70491+00	4.76+05	4.59+00	3.09-01	4.29+05	-2.71-01	-3.43-01	2.95+00	2.92-01	3.08+05	-2.78-01	-3.21-01			
6.55	6.94491+00	4.72+05	4.58+00	3.09-01	4.62+05	-2.71-01	-3.44-01	2.94+00	2.93-01	3.32+05	-2.77-01	-3.22-01			



Z=82, состояние 2S1/2 (EI = I.58458 + 0.4)эВ, EPS = 0.0010

Таблица 7

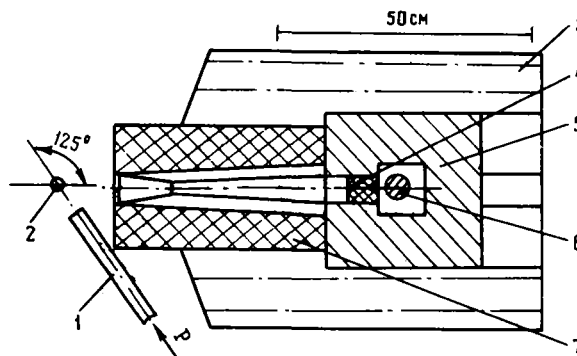
E <sub>+</sub>	E <sup>э</sup> = E <sub>+</sub> +E <sub>-</sub>	E1			E2			M1		M2							
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>					
0.55	1.04516+00	I	8.44+02	I	4.74-02	7.66-03	I	1.21+01	-3.68-01	-2.00-02	I	4.48-03	9.38-02	I	5.35-01	-3.48-01	-8.74-02
0.63	1.12516+00	I	7.77+03	I	2.96-01	3.78-02	I	1.39+02	-3.58-01	-5.31-02	I	4.24-02	1.15-01	I	1.30+01	-3.41-01	-1.12-01
0.71	1.20516+00	I	1.51+04	I	4.59-01	6.44-02	I	3.24+02	-3.50-01	-8.14-02	I	8.46-02	1.33-01	I	4.44+01	-3.35-01	-1.31-01
0.79	1.28516+00	I	2.10+04	I	5.44-01	8.76-02	I	5.28+02	-3.42-01	-1.06-01	I	1.20-01	1.48-01	I	9.34+01	-3.30-01	-1.48-01
0.87	1.36516+00	I	2.55+04	I	5.86-01	1.08-01	I	7.44+02	-3.36-01	-1.28-01	I	1.48-01	1.61-01	I	1.58+02	-3.26-01	-1.62-01
0.95	1.44516+00	I	2.89+04	I	6.07-01	1.26-01	I	9.69+02	-3.30-01	-1.47-01	I	1.71-01	1.72-01	I	2.37+02	-3.22-01	-1.75-01
1.03	1.52516+00	I	3.15+04	I	6.15-01	1.42-01	I	1.20+03	-3.25-01	-1.64-01	I	1.89-01	1.82-01	I	3.30+02	-3.18-01	-1.86-01
1.11	1.60516+00	I	3.35+04	I	6.17-01	1.57-01	I	1.45+03	-3.21-01	-1.79-01	I	2.04-01	1.90-01	I	4.36+02	-3.15-01	-1.96-01
1.19	1.68516+00	I	3.50+04	I	6.15-01	1.69-01	I	1.70+03	-3.17-01	-1.92-01	I	2.16-01	1.98-01	I	5.54+02	-3.13-01	-2.05-01
1.27	1.76516+00	I	3.62+04	I	6.11-01	1.81-01	I	1.97+03	-3.13-01	-2.04-01	I	2.26-01	2.05-01	I	6.85+02	-3.10-01	-2.13-01
1.35	1.84516+00	I	3.71+04	I	6.07-01	1.91-01	I	2.24+03	-3.10-01	-2.15-01	I	2.34-01	2.11-01	I	8.27+02	-3.08-01	-2.20-01
1.43	1.92516+00	I	3.78+04	I	6.01-01	2.00-01	I	2.53+03	-3.07-01	-2.24-01	I	2.41-01	2.17-01	I	9.80+02	-3.06-01	-2.27-01
1.51	2.00516+00	I	3.84+04	I	5.96-01	2.08-01	I	2.83+03	-3.04-01	-2.33-01	I	2.47-01	2.22-01	I	1.15+03	-3.04-01	-2.33-01
1.75	2.24516+00	I	3.94+04	I	5.80-01	2.29-01	I	3.80+03	-2.98-01	-2.55-01	I	2.61-01	2.35-01	I	1.71+03	-3.00-01	-2.48-01
1.99	2.48516+00	I	3.97+04	I	5.67-01	2.44-01	I	4.89+03	-2.93-01	-2.71-01	I	2.69-01	2.45-01	I	2.37+03	-2.96-01	-2.61-01
2.23	2.72516+00	I	3.97+04	I	5.55-01	2.56-01	I	6.09+03	-2.89-01	-2.84-01	I	2.75-01	2.53-01	I	3.13+03	-2.93-01	-2.71-01
2.47	2.96516+00	I	3.95+04	I	5.46-01	2.65-01	I	7.42+03	-2.86-01	-2.94-01	I	2.79-01	2.60-01	I	3.98+03	-2.90-01	-2.79-01
2.71	3.20516+00	I	3.93+04	I	5.38-01	2.72-01	I	8.86+03	-2.84-01	-3.02-01	I	2.81-01	2.65-01	I	4.92+03	-2.88-01	-2.86-01
2.95	3.44516+00	I	3.89+04	I	5.31-01	2.78-01	I	1.04+04	-2.82-01	-3.09-01	I	2.83-01	2.70-01	I	5.96+03	-2.87-01	-2.92-01
3.19	3.68516+00	I	3.86+04	I	5.25-01	2.83-01	I	1.21+04	-2.80-01	-3.14-01	I	2.84-01	2.74-01	I	7.09+03	-2.85-01	-2.97-01
3.43	3.92516+00	I	3.82+04	I	5.20-01	2.87-01	I	1.39+04	-2.79-01	-3.19-01	I	2.84-01	2.77-01	I	8.31+03	-2.84-01	-3.01-01
3.67	4.16516+00	I	3.79+04	I	5.16-01	2.91-01	I	1.58+04	-2.77-01	-3.23-01	I	2.85-01	2.80-01	I	9.63+03	-2.83-01	-3.05-01
3.91	4.40516+00	I	3.76+04	I	5.13-01	2.93-01	I	1.79+04	-2.76-01	-3.26-01	I	2.85-01	2.83-01	I	1.10+04	-2.82-01	-3.09-01
4.15	4.64516+00	I	3.72+04	I	5.09-01	2.96-01	I	2.00+04	-2.76-01	-3.29-01	I	2.85-01	2.85-01	I	1.25+04	-2.81-01	-3.12-01
4.39	4.88516+00	I	3.69+04	I	5.06-01	2.98-01	I	2.23+04	-2.75-01	-3.31-01	I	2.85-01	2.87-01	I	1.41+04	-2.80-01	-3.15-01
4.63	5.12516+00	I	3.66+04	I	5.03-01	3.00-01	I	2.47+04	-2.74-01	-3.33-01	I	2.84-01	2.89-01	I	1.58+04	-2.79-01	-3.17-01
4.87	5.36516+00	I	3.63+04	I	5.01-01	3.01-01	I	2.73+04	-2.74-01	-3.35-01	I	2.84-01	2.90-01	I	1.75+04	-2.78-01	-3.19-01
5.11	5.60516+00	I	3.60+04	I	4.99-01	3.02-01	I	2.99+04	-2.73-01	-3.37-01	I	2.83-01	2.92-01	I	1.94+04	-2.78-01	-3.21-01
5.35	5.84516+00	I	3.58+04	I	4.97-01	3.04-01	I	3.27+04	-2.73-01	-3.38-01	I	2.83-01	2.93-01	I	2.13+04	-2.77-01	-3.23-01
5.59	6.08516+00	I	3.55+04	I	4.95-01	3.05-01	I	3.56+04	-2.72-01	-3.40-01	I	2.82-01	2.94-01	I	2.33+04	-2.77-01	-3.25-01
5.83	6.32516+00	I	3.53+04	I	4.93-01	3.06-01	I	3.86+04	-2.72-01	-3.41-01	I	2.82-01	2.95-01	I	2.54+04	-2.76-01	-3.26-01
6.07	6.56516+00	I	3.51+04	I	4.92-01	3.06-01	I	4.17+04	-2.72-01	-3.42-01	I	2.81-01	2.96-01	I	2.76+04	-2.76-01	-3.27-01
6.31	6.80516+00	I	3.48+04	I	4.91-01	3.07-01	I	4.49+04	-2.71-01	-3.43-01	I	2.81-01	2.97-01	I	2.99+04	-2.76-01	-3.29-01
6.55	7.04516+00	I	3.46+04	I	4.89-01	3.08-01	I	4.83+04	-2.71-01	-3.44-01	I	2.80-01	2.98-01	I	3.23+04	-2.75-01	-3.30-01

Таблица 8

z = 82, состояние 2P1/2 (EI = 1.52504 + 04 eB), EPS = 0.0010

E <sub>+</sub>	E <sub>±</sub> = E <sub>+</sub> + E <sub>-</sub>	E0			E2			M1		M2		
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>
0.55	1.04576+00	4.63+02	2.23-05	-4.44-01	8.65-03	-2.79-01	-3.19-01	2.16-03	7.71-03	1.16+00	-3.74-01	-1.49-05
0.53	1.12576+00	2.91+03	2.05-04	-4.25-01	1.75-01	-2.77-01	-3.24-01	1.21-02	8.76-03	1.18+01	-3.75-01	3.77-03
0.71	1.20576+00	4.50+03	3.92-04	-3.26-01	5.04-01	-2.76-01	-3.27-01	1.69-02	8.35-03	2.46+01	-3.77-01	7.94-03
0.72	1.28576+00	5.32+03	5.51-04	-3.62-01	9.03-01	-2.75-01	-3.29-01	1.82-02	8.04-03	3.61+01	-3.78-01	1.20-02
0.87	1.36576+00	5.71+03	6.71-04	-3.23-01	1.32+00	-2.75-01	-3.31-01	1.79-02	9.04-03	4.58+01	-3.79-01	1.59-02
0.95	1.44576+00	5.88+03	7.60-04	-2.84-01	1.74+00	-2.74-01	-3.32-01	1.70-02	9.61-03	5.41+01	-3.80-01	1.96-02
1.03	1.52576+00	5.92+03	8.55-04	-2.43-01	2.15+00	-2.74-01	-3.33-01	1.59-02	1.03-02	6.11+01	-3.81-01	2.29-02
1.11	1.60576+00	5.89+03	9.26-04	-2.04-01	2.56+00	-2.74-01	-3.35-01	1.47-02	1.16-02	6.72+01	-3.82-01	2.62-02
1.12	1.68576+00	5.83+03	9.92-04	-1.67-01	2.98+00	-2.73-01	-3.36-01	1.36-02	1.32-02	7.24+01	-3.83-01	2.91-02
1.27	1.76576+00	5.74+03	1.05-03	-1.32-01	3.40+00	-2.73-01	-3.37-01	1.26-02	1.51-02	7.70+01	-3.84-01	3.17-02
1.35	1.84576+00	5.65+03	1.11-03	-1.00-01	3.85+00	-2.73-01	-3.38-01	1.17-02	1.74-02	8.11+01	-3.84-01	3.40-02
1.43	1.92576+00	5.55+03	1.17-03	-7.05-02	4.34+00	-2.72-01	-3.39-01	1.09-02	2.00-02	8.48+01	-3.85-01	3.59-02
1.51	2.00576+00	5.45+03	1.22-03	-4.30-02	4.86+00	-2.72-01	-3.41-01	1.02-02	2.28-02	8.82+01	-3.85-01	3.76-02
1.75	2.24576+00	5.17+03	1.36-03	2.54-02	6.75+00	-2.71-01	-3.44-01	8.52-03	3.29-02	9.69+01	-3.86-01	4.07-02
1.99	2.48576+00	4.92+03	1.50-03	7.70-02	9.26+00	-2.70-01	-3.46-01	7.31-03	4.47-02	1.05+02	-3.86-01	4.08-02
2.23	2.72576+00	4.70+03	1.62-03	1.17-01	1.25+01	-2.70-01	-3.49-01	6.41-03	5.75-02	1.12+02	-3.86-01	3.82-02
2.47	2.96576+00	4.51+03	1.73-03	1.47-01	1.65+01	-2.69-01	-3.50-01	5.75-03	7.09-02	1.19+02	-3.84-01	3.31-02
2.71	3.20576+00	4.35+03	1.83-03	1.71-01	2.15+01	-2.69-01	-3.52-01	5.24-03	8.42-02	1.26+02	-3.82-01	2.59-02
2.95	3.44576+00	4.21+03	1.92-03	1.90-01	2.74+01	-2.68-01	-3.53-01	4.85-03	9.73-02	1.34+02	-3.79-01	1.68-02
3.19	3.68576+00	4.08+03	2.01-03	2.05-01	3.43+01	-2.68-01	-3.53-01	4.53-03	1.10-01	1.42+02	-3.76-01	6.29-03
3.43	3.92576+00	3.97+03	2.08-03	2.18-01	4.21+01	-2.68-01	-3.54-01	4.28-03	1.22-01	1.51+02	-3.73-01	-5.50-03
3.67	4.16576+00	3.87+03	2.15-03	2.28-01	5.09+01	-2.68-01	-3.54-01	4.07-03	1.33-01	1.60+02	-3.69-01	-1.76-02
3.91	4.40576+00	3.79+03	2.22-03	2.37-01	6.07+01	-2.68-01	-3.55-01	3.90-03	1.44-01	1.70+02	-3.65-01	-3.03-02
4.15	4.64576+00	3.70+03	2.28-03	2.44-01	7.20+01	-2.68-01	-3.55-01	3.76-03	1.54-01	1.82+02	-3.61-01	-4.39-02
4.39	4.88576+00	3.63+03	2.34-03	2.51-01	8.40+01	-2.68-01	-3.55-01	3.64-03	1.63-01	1.93+02	-3.57-01	-5.71-02
4.63	5.12576+00	3.57+03	2.39-03	2.56-01	9.71+01	-2.68-01	-3.55-01	3.54-03	1.71-01	2.06+02	-3.53-01	-7.01-02
4.87	5.36576+00	3.51+03	2.44-03	2.61-01	1.11+02	-2.68-01	-3.55-01	3.45-03	1.79-01	2.19+02	-3.49-01	-8.27-02
5.11	5.60576+00	3.45+03	2.49-03	2.65-01	1.26+02	-2.68-01	-3.55-01	3.37-03	1.86-01	2.33+02	-3.46-01	-9.50-02
5.35	5.84576+00	3.40+03	2.53-03	2.69-01	1.43+02	-2.67-01	-3.56-01	3.30-03	1.93-01	2.48+02	-3.42-01	-1.07-01
5.59	6.08576+00	3.36+03	2.57-03	2.72-01	1.60+02	-2.67-01	-3.56-01	3.24-03	1.99-01	2.64+02	-3.39-01	-1.18-01
5.83	6.32576+00	3.32+03	2.60-03	2.75-01	1.78+02	-2.67-01	-3.56-01	3.19-03	2.05-01	2.81+02	-3.35-01	-1.29-01
6.07	6.56576+00	3.28+03	2.64-03	2.77-01	1.98+02	-2.67-01	-3.56-01	3.14-03	2.10-01	2.98+02	-3.32-01	-1.39-01
6.31	6.80576+00	3.24+03	2.67-03	2.79-01	2.19+02	-2.67-01	-3.56-01	3.10-03	2.15-01	3.17+02	-3.29-01	-1.49-01
6.55	7.04576+00	3.21+03	2.70-03	2.82-01	2.40+02	-2.67-01	-3.56-01	3.06-03	2.20-01	3.36+02	-3.27-01	-1.58-01

Рис.1. Схема эксперимента: 1 - ионопровод; 2 - рассеиватель; 3 -  $H_2O + Na_2B_4O_7$ ; 4 - поглотитель; 5 - свинец; 6 -  $^{62}Ni$ -детектор; 7 - борированный полиэтилен



Излучение  $\gamma$ -квантов регистрировалось  $Ge(Li)$ -детектором объемом  $40 \text{ см}^3$  и с энергетическим разрешением 4 кэВ при энергии  $E_\gamma = 1 \text{ МэВ}$ . Детектор был заключен в защиту из свинца и водородсодержащих материалов с добавками бора (см.рис.1). Гамма-спектрометр калибровали по энергии и эффективности с помощью источников  $^{226}Ra$  и  $^{137}Cs$ , которые во время калибровок помещали на место уранового образца. Спектры  $\gamma$ -излучения, один из которых представлен на рис.2, обрабатывались на ЭВМ "Минск-22" по программе ПРОСПЕКТ, разработанной в ЛИЯФ им.Б.П.Константинова.

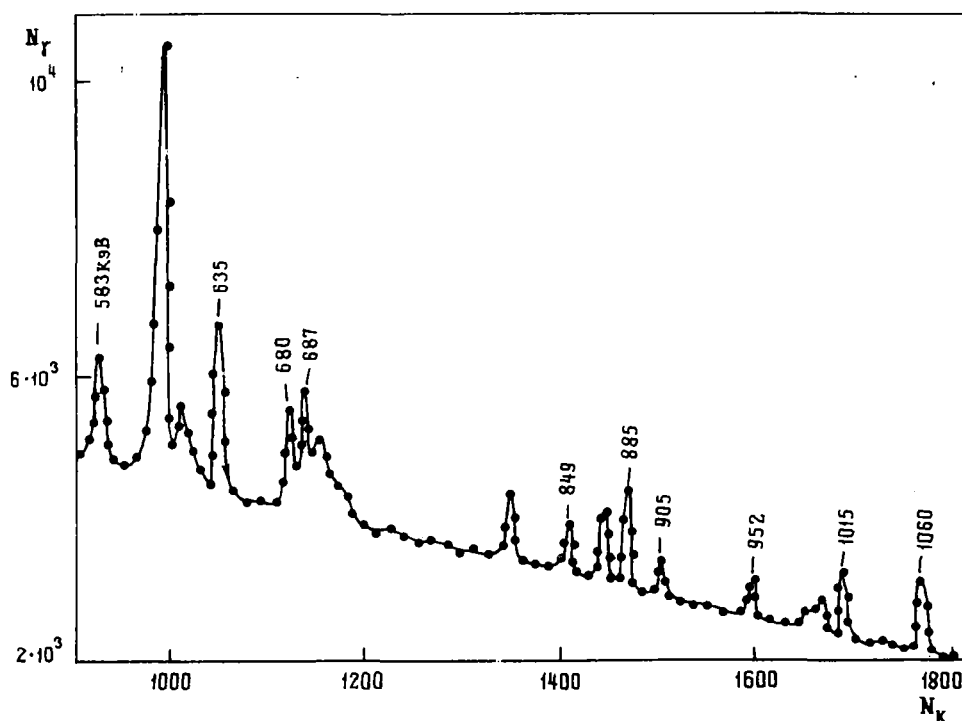


Рис.2. Спектр  $\gamma$ -излучения при энергии нейтронов 1300 кэВ

Для определения сечений возбуждения определенного уровня  $^{238}U$  вычислялась разность между количествами  $\gamma$ -переходов, разряжающих и заселяющих этот уровень. При этом принимались во внимание следующие источники ошибок:

1. Погрешность в вычислении площадей  $\gamma$ -линий, связанная со статистической погрешностью и с неточностью аппроксимации формы линии и фона; эта погрешность менялась от 2 до 10%.
2. Погрешность в определении эффективности регистрации  $\gamma$ -квантов, которая составила 3,7%.

3. Поправки на конверсионные электроны и невыделенные в данном эксперименте, но известные из других работ  $\gamma$ -переходы. Они составили соответственно для 680 кэВ 1,2%, 732 кэВ 0,7%, 930 кэВ 13%, 950 кэВ 87%, 997 кэВ 10% и для уровней 1059-1060 кэВ 6%.

4. Поправки на анизотропию углового распределения  $\gamma$ -квантов. Обычно в ядерных реакциях угловое распределение  $\gamma$ -квантов можно представить в виде разложения в ряд лишь по четным полиномам Лежандра. Для измерений был выбран угол  $125^\circ$ , при котором обращается в нуль второй полином Лежандра. При этом для дипольного излучения точно выполняется соотношение

$$\sigma_0 = 4\pi \frac{d\sigma}{d\Omega},$$

где  $\sigma_0$  - полное сечение реакции;  $\frac{d\sigma}{d\Omega}$  - дифференциальное сечение под углом  $125^\circ$ .

При расчетах в данной работе всегда использовалась эта формула в предположении малости вклада квадрупольного излучения. Это предположение оправдывалось тем, что в эксперименте регистрировались  $\gamma$ -переходы между уровнями, спины которых отличались не более чем на единицу.

5. Поправки на поглощение  $\gamma$ -квантов и нейтронов в образце и на многократное рассеяние нейтронов. В настоящей работе вычислялось лишь ослабление потока  $\gamma$ -квантов, вылетающих из образца. Предполагалось, что, согласно данным работы [5], ослабление потока нейтронов в образце с точностью 3-4% компенсируется многократным рассеянием нейтронов. Суммарная погрешность в определении этих поправок составила в среднем 6%.

6. Погрешность определения потока нейтронов, падающих на образец, составила 5,0%. Полная погрешность определения сечений неупругого рассеяния нейтронов составила 9-15%.

Полученные данные приведены в таблице. В скобках указаны ошибки. Для уровней 680 и 732 кэВ данные близки к оценкам, приведенным в работе [3], для остальных уровней сведения получены впервые.

Сечения неупругого рассеяния нейтронов, мб

Энергия нейтронов, кэВ	Уровень $^{238}\text{U}$ , кэВ					
	680	732	930	950	997	1059-1060
780	86(11)	-	-	-	-	-
840	260(23)	20(13)	-	-	-	-
890	350(28)	75(10)	-	-	-	-
980	375(34)	182(21)	-	-	-	-
1100	450(40)	259(28)	147(15)	-	-	-
1200	442(36)	266(29)	215(20)	112(17)	141(13)	79(10)
1300	415(33)	261(27)	245(24)	138(20)	155(14)	162(15)
1400	388(31)	220(24)	244(24)	140(20)	174(18)	230(22)

#### Список литературы

1. Barnard E. e.a. Nucl. phys., 1966, v.80, p.46.
2. Smith A. e.a. Ibid., 1963, v.46, p.639.
3. Воротников П.Е., Вуколов В.А., Колтыпин Е.А. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М., ЦНИИАтоминформ, 1977, ч.2, с.119-124.
4. Козулин Э.М., Лебедев Л.С., Немилов Ю.А. и др. Ядерная физика, 1979, т.29, вып.3, с.589.
5. Стрижак В.И., Гуртовой М.Е., Лещенко Б.Е. и др. Физика быстрых нейтронов. М., Атомиздат, 1977, с.180.

Статья поступила в редакцию 27 марта 1980 г.

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  $\gamma$ -КВАНТОВ  
ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ МЕДИ И МОЛИБДЕНАМ.В. Савин, И.Н. Парамонова, В.А. Чиркин, В.Н. Лудин,  
Н.Н. Залялов

**TOTAL GAMMA-RAY PRODUCTION CROSS-SECTIONS UNDER INTERACTIONS OF FAST NEUTRONS WITH COPPER AND MOLIBDENUM NUCLEI. The measurement results of the total gamma-ray production cross-section with the energy  $E_\gamma = 1-5$  MeV for the  $(n, \gamma)$ -reactions in natural copper and molybdenum in the interval neutron energy  $E_n = 1-10$  MeV are described.**

На линейном ускорителе электронов в диапазоне энергий  $E_n = 1 - 10$  МэВ выполнены измерения полных сечений образования  $\gamma$ -квантов с использованием тантал-бериллиевой сборки в качестве источника нейтронов. Методика измерений описана в работах [1,2]. Гамма-излучение регистрировалось в кольцевой геометрии под углом  $125^\circ$  к направлению потока нейтронов. Детектором служил безводородный жидкий сцинтиллятор на основе гексафторбензола ( $C_6F_6$ ), залитый в цилиндрическую тонкостенную алюминиевую кювету ( $D = 54$  мм,  $H = 38$  мм). Функции чувствительности детектора определялись на основе измерений с использованием калиброванных гамма-источников и расчетов методом Монте-Карло [3]. Образцы из меди и молибдена естественного изотопного состава имели форму полого усеченного конуса с толщиной стенок 5 мм для меди и 6 мм для молибдена. Диаметр нижнего основания конуса равен 170 мм, верхнего 85 мм.

Поток нейтронов на образец и их энергетическое распределение измеряли с помощью калиброванного сцинтилляционного детектора с использованием метода времени пролета. Порог регистрации нейтронов устанавливали по пику полного поглощения  $\gamma$ -квантов  $^{241}Am$ .

При обработке результатов измерений учитывали ослабление потока нейтронов и  $\gamma$ -квантов в образце. Поправки на многократное рассеяние нейтронов и на изменение спектра  $\gamma$ -квантов в результате комптоновских взаимодействий в образце определяли по расчетам методом Монте-Карло. Полученные значения полных сечений образования  $\gamma$ -квантов при неупругом взаимодействии нейтронов с ядрами меди и молибдена с указанием полной ошибки измерений ( $\Delta b$ ) и статистической ошибки ( $\Delta b_{ст}$ ) приведены в табл. 1 и 2 соответственно. В полную ошибку измерений включены статистическая ошибка и систематические погрешности определения потока нейтронов на образец (около 5%), калибровки детектора  $\gamma$ -квантов (около 3%) и метода обработки аппаратурных распределений (около 15%). Кроме того, в систематическую погрешность вошли ошибки, связанные с неопределенностью относительного смещения временных шкал ( $\Delta \tau = \pm 5$  нс) в каналах детектора  $\gamma$ -квантов и детектора нейтронов. Эта неопределенность отражается на точности определения потока нейтронов в энергетическом интервале  $E - (E + \Delta E)$ , соответствующем временному интервалу  $t - (t + \Delta t)$ . Систематическая ошибка в определении сечения из-за возможного смещения шкал существенна только в области больших энергий нейтронов ( $t$  - мало): для спектра нейтронов, выходящего из тантал-бериллиевой мишени, величина этой ошибки при  $E_n = 9$  МэВ составляла  $\delta = 4\%$ , а при  $E_n < 5$  МэВ  $\delta < 1\%$ .

Статистическая ошибка определялась из разброса результатов отдельных серий измерений. Дополнительно в нее были включены статистические ошибки измерений потока нейтронов на образец.

Таблицы I и 2 ➡

Таблица I

Полные сечения образования  $\gamma$ -квантов в реакции  $(n, x, \gamma)$  на ядрах меди,  $4\pi\sigma$  ( $125^\circ$ )  $\text{Мб}\cdot\text{МэВ}^{-1}$ ,  $\Delta E_\gamma$

Энергия нейтронов, МэВ	Сечение $\gamma$ и поглощенность	Энергия $\gamma$ -квантов, МэВ															
		1,0-1,25	1,25-1,5	1,50-1,75	1,75-2,0	2,0-2,25	2,25-2,5	2,5-2,75	2,75-3,0	3,0-3,25	3,25-3,5	3,5-3,75	3,75-4,0	4,0-4,25	4,25-4,5	4,5-4,75	4,75-5,0
10,32-9,17	$\sigma$	594	625	296	216	160	107	95	58	101	115	79	107	91	80	62	66
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	99	103	49	36	48	33	29	21	36	41	28	48	40	35	27	29
	$\Delta\sigma$	137	144	68	50	55	37	32	23	40	45	31	51	41	38	29	31
9,17-8,14	$\sigma$	610	579	290	217	166	159	117	97	96	56	97	89	50	60	53	48
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	96	92	45	34	33	32	23	26	26	15	26	32	18	22	19	17
	$\Delta\sigma$	137	130	65	49	42	40	30	30	30	18	30	35	19	24	21	19
8,14-7,27	$\sigma$	621	554	388	227	157	168	155	71	89	62	85	57	90	70	59	47
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	76	68	48	28	26	28	25	15	19	13	18	15	25	19	16	13
	$\Delta\sigma$	125	111	78	46	36	39	35	19	24	16	22	18	29	22	18	15
7,27-6,51	$\sigma$	669	638	333	264	179	132	147	88	87	87	76	88	64	58	63	36
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	74	71	37	29	20	20	22	18	18	18	22	25	18	17	18	10
	$\Delta\sigma$	130	124	65	51	35	29	32	23	22	23	25	29	21	19	21	12
6,51-5,90	$\sigma$	673	620	301	280	205	137	101	69	102	55	68	82	62	56	56	43
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	74	68	32	30	22	23	17	12	18	12	15	18	14	12	12	9
	$\Delta\sigma$	131	120	58	54	40	32	23	16	24	15	18	22	17	15	15	11
5,90-5,34	$\sigma$	612	634	312	269	164	133	90	88	75	58	38	76	38	54	56	16
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	64	67	33	28	17	14	14	14	12	9	6	12	6	8	9	3
	$\Delta\sigma$	117	122	60	51	31	26	20	20	17	13	9	17	12	17	18	5
5,34-4,85	$\sigma$	622	604	309	294	134	98	95	104	45	50	41	68	33	33	24	11
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	58	56	28	27	13	15	14	15	9	10	11	18	9	8	6	3
	$\Delta\sigma$	115	112	58	55	25	21	21	23	12	13	13	21	10	10	7	3
4,85-4,43	$\sigma$	596	591	319	244	129	137	64	89	49	48	45	41	23	28	10	
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	55	54	29	22	11	22	10	14	8	14	13	12	7	8	3	
	$\Delta\sigma$	110	109	59	45	24	31	14	20	11	16	15	14	8	10	3	
4,43-4,07	$\sigma$	606	547	295	212	158	90	78	43	60	32	55	19	16			
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	50	45	24	17	22	13	10	6	8	8	13	5	4			
	$\Delta\sigma$	109	99	53	38	33	19	16	9	13	10	16	6	5			

4.07- 3.72	$\sigma$	553	519	277	195	126	90	63	73	39	26	12	23
	$\Delta\sigma_{CT}$	37	34	18	13	16	12	9	10	14	9	4	8
	$\Delta\sigma$	95	90	48	34	26	18	13	15	16	10	5	9
3.72- 3.43	$\sigma$	502	482	227	217	100	63	67	54	23	20	21	
	$\Delta\sigma_{CT}$	36	35	16	15	12	8	18	14	6	5	6	
	$\Delta\sigma$	88	85	39	38	21	13	21	17	7	6	7	
3.43- 3.15	$\sigma$	409	465	204	154	74	49	68	23	16	13		
	$\Delta\sigma_{CT}$	32	37	16	20	9	17	23	8	6	4		
	$\Delta\sigma$	73	83	37	32	15	18	25	9	6	5		
3.15- 2.91	$\sigma$	411	405	184	146	81	43	33	22	8			
	$\Delta\sigma_{CT}$	45	45	20	16	16	8	7	4	2			
	$\Delta\sigma$	80	79	35	28	20	11	9	6	2			
2.91- 2.70	$\sigma$	372	401	197	113	75	22	27	9				
	$\Delta\sigma_{CT}$	33	37	18	10	25	7	9	3				
	$\Delta\sigma$	68	74	36	21	26	8	10	3				
2.70- 2.50	$\sigma$	375	397	175	110	45	30	15					
	$\Delta\sigma_{CT}$	34	36	16	10	8	6	3					
	$\Delta\sigma$	69	73	33	20	11	8	4					
2.50- 2.32	$\sigma$	219	316	145	83	40	10						
	$\Delta\sigma_{CT}$	17	23	11	18	6	2						
	$\Delta\sigma$	39	55	26	19	8	2						
2.32- 2.16	$\sigma$	254	253	129	72	21							
	$\Delta\sigma_{CT}$	16	16	15	9	2							
	$\Delta\sigma$	44	43	25	15	4							
2.16- 2.01	$\sigma$	219	217	122	59	14							
	$\Delta\sigma_{CT}$	16	16	9	5	1							
	$\Delta\sigma$	38	38	22	11	2							
2.01- 1.87	$\sigma$	188	205	103	34								
	$\Delta\sigma_{CT}$	13	15	8	2								
	$\Delta\sigma$	33	36	18	6								
1.87- 1.74	$\sigma$	163	164	62	41								
	$\Delta\sigma_{CT}$	16	16	7	5								
	$\Delta\sigma$	31	30	12	8								

Энергия нейтронов, МэВ	Сечение и погреш- ность	Энергия л-квантов, МэВ															
		1,0- 1,25	1,25- 1,5	1,5- 1,75	1,75- 2,0	2,0- 2,25	2,25- 2,5	2,5- 2,75	2,75- 3,0	3,0- 3,25	3,25- 3,5	3,5- 3,75	3,75- 4,0	4,0- 4,25	4,25- 4,5	4,5- 4,75	4,75- 5,0
1,74- 1,62	$\sigma$	126	70	30													
	$\Delta\sigma_{CT}$	14	8	3													
	$\Delta\sigma$	25	13	5													
1,62- 1,51	$\sigma$	96	48														
	$\Delta\sigma_{CT}$	7	3														
	$\Delta\sigma$	17	8														
1,51- 1,40	$\sigma$	96	12														
	$\Delta\sigma_{CT}$	7	2														
	$\Delta\sigma$	17	2														
1,40- 1,31	$\sigma$	71															
	$\Delta\sigma_{CT}$	3															
	$\Delta\sigma$	12															
1,31- 1,23	$\sigma$	57															
	$\Delta\sigma_{CT}$	5															
	$\Delta\sigma$	11															



Таблица 2

Полные сечения образования  $\gamma$ -квантов в реакции ( $n, x, \gamma$ ) на ядрах молибдена,  
 $4 \text{ яб} (125^0) \text{ Мб} \cdot \text{МэВ}^{-1} \cdot \Delta E_{\gamma}$

Энергия нейтронов, МэВ	Сечение и погрешность	Энергия $\gamma$ -квантов							
		1,0-1,5	1,5-2,0	2,0-2,5	2,5-3,0	3,0-3,5	3,5-4,0	4,0-4,5	4,5-5,0
9,34-8,72	$\sigma$	1026	913	566	387	387	326	225	259
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	175	156	142	106	226	190	131	151
	$\Delta\sigma$	240	213	168	114	235	198	136	157
8,72-8,07	$\sigma$	1164	928	672	393	289	459	313	248
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	174	139	168	146	143	226	129	102
	$\Delta\sigma$	255	203	199	159	149	237	138	111
8,07-7,49	$\sigma$	1285	1053	581	508	322	407	299	179
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	229	187	123	151	81	144	136	82
	$\Delta\sigma$	307	252	154	179	95	158	144	87
7,49-6,91	$\sigma$	1400	984	640	576	437	290	242	102
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	221	153	108	181	118	112	126	53
	$\Delta\sigma$	315	219	155	211	137	120	132	55
6,91-6,45	$\sigma$	1414	1002	580	484	364	384	213	126
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	156	79	121	150	113	138	89	52
	$\Delta\sigma$	280	180	153	169	127	151	95	56
6,45-5,98	$\sigma$	1243	1195	476	528	408	262	182	116
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	120	116	74	111	86	87	83	52
	$\Delta\sigma$	232	223	105	140	108	97	87	55
5,98-5,56	$\sigma$	1362	1040	583	402	340	505	141	54
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	102	78	89	93	79	112	51	20
	$\Delta\sigma$	241	184	128	113	96	122	56	22
5,56-5,22	$\sigma$	1217	997	432	423	327	206	127	63
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	91	75	68	101	102	66	47	23
	$\Delta\sigma$	215	176	97	121	123	71	51	26
5,22-4,84	$\sigma$	1184	985	434	347	280	217	94	26
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	38	74	79	101	82	84	36	10
	$\Delta\sigma$	208	174	106	115	93	91	39	11
4,84-4,57	$\sigma$	1123	941	403	385	270	146	34	
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	84	70	65	95	66	66	16	
	$\Delta\sigma$	198	165	91	112	79	70	17	
4,57-4,28	$\sigma$	1114	806	491	340	253	122	55	
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	95	68	65	44	47	37	17	
	$\Delta\sigma$	201	146	102	59	62	42	19	
4,28-4,06	$\sigma$	1046	978	348	353	229	78		
	$\Delta\sigma_{\text{СТ}}$	136	127	45	74	66	22		
	$\Delta\sigma$	215	201	72	92	76	26		

Энергия нейтронов, МэВ	Сечение и погреш- ность	Энергия $\gamma$ -квантов							
		1,0-1,5	1,5-2,0	2,0-2,5	2,5-3,0	3,0-3,5	3,5-4,0	4,0-4,5	4,5-5,0
4,06-3,85	$\sigma$	1024	1013	422	286	193	50		
	$\Delta\sigma_{ст}$	120	120	50	44	37	10		
	$\Delta\sigma$	204	201	84	62	48	13		
3,85-3,57	$\sigma$	971	754	342	237	170	37		
	$\Delta\sigma_{ст}$	77	60	59	64	46	10		
	$\Delta\sigma$	173	135	81	74	54	12		
3,57-3,43	$\sigma$	927	749	290	198	124			
	$\Delta\sigma_{ст}$	78	62	25	39	24			
	$\Delta\sigma$	168	135	53	51	31			
3,43-3,20	$\sigma$	924	739	226	172	65			
	$\Delta\sigma_{ст}$	89	72	44	50	21			
	$\Delta\sigma$	173	138	57	58	23			
3,20-3,01	$\sigma$	983	660	231	193				
	$\Delta\sigma_{ст}$	71	48	62	51				
	$\Delta\sigma$	173	116	72	60				
3,01-2,87	$\sigma$	865	688	190	111				
	$\Delta\sigma_{ст}$	68	55	46	27				
	$\Delta\sigma$	154	122	55	32				
2,87-2,70	$\sigma$	737	535	128	61				
	$\Delta\sigma_{ст}$	67	48	23	11				
	$\Delta\sigma$	125	91	31	15				
2,70-2,58	$\sigma$	683	474	100					
	$\Delta\sigma_{ст}$	62	43	9					
	$\Delta\sigma$	125	87	18					
2,58-2,45	$\sigma$	742	448	113					
	$\Delta\sigma_{ст}$	118	71	18					
	$\Delta\sigma$	168	101	25					
2,45-2,32	$\sigma$	642	361	55					
	$\Delta\sigma_{ст}$	73	41	9					
	$\Delta\sigma$	126	71	12					
2,32-2,20	$\sigma$	557	315	38					
	$\Delta\sigma_{ст}$	64	37	8					
	$\Delta\sigma$	109	62	1					
2,20-2,10	$\sigma$	500	261						
	$\Delta\sigma_{ст}$	27	15						
	$\Delta\sigma$	84	44						

Энергия нейтронов, МэВ	Сечение и погреш- ность	Энергия $\gamma$ -квантов							
		1,0-1,5	1,5-2,0	2,0-2,5	2,5-3,0	3,0-3,5	3,5-4,0	4,0-4,5	4,5-5,0
2,10-1,99	$\sigma$	402	264						
	$\Delta\sigma_{ст}$	39	26						
	$\Delta\sigma$	74	49						
1,99-1,89	$\sigma$	377	234						
	$\Delta\sigma_{ст}$	35	22						
	$\Delta\sigma$	70	43						
1,89-1,80	$\sigma$	304	155						
	$\Delta\sigma_{ст}$	18	9						
	$\Delta\sigma$	52	27						
1,80-1,70	$\sigma$	227	85						
	$\Delta\sigma_{ст}$	16	6						
	$\Delta\sigma$	40	14						
1,70-1,60	$\sigma$	215							
	$\Delta\sigma_{ст}$	20							
	$\Delta\sigma$	40							
1,60-1,54	$\sigma$	155							
	$\Delta\sigma_{ст}$	16							
	$\Delta\sigma$	30							
1,54-1,46	$\sigma$	89							
	$\Delta\sigma_{ст}$	5							
	$\Delta\sigma$	16							
1,46-1,38	$\sigma$	47							
	$\Delta\sigma_{ст}$	1							
	$\Delta\sigma$	7							

## Список литературы

1. Савин М.В., Парамонова И.Н., Чиркин В.А. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 2-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 28 мая - 1 июня 1973 г.). Обнинск, ФЭИ, 1974, ч.3, с.115-119.
2. Савин М.В., Хохлов Д.А., Залялов Н.Н. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня, 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч.4, с.191-195.
3. Савин М.В., Донской Е.Н., Парамонова И.Н. и др. Приборы и техника эксперимента, 1977, № 4, с.79-82.

Статья поступила в редакцию 6 августа 1980 г.

**CROSS-SECTIONS OF CHARGED PARTICLES INELASTIC INTERACTION WITH NUCLEI.** In this paper the analysis of various optical model parameters systematics has been done with the purpose to provide the best description of available experimental information on charged particles interaction with nuclei. Optimum sets of optical potential parameters has been chosen for wide intervals of nuclei and energies of incident protons and  $\alpha$ -particles. Absorption cross-sections and nuclear penetrability coefficients has been calculated for nuclei with  $Z \geq 20$ . A simple analytical formulas are given for nucleons and  $\alpha$ -particles absorption cross-sections calculations.

Сечения взаимодействия частиц с атомными ядрами необходимо знать при решении многих задач ядерной физики. Для расчета сечений образования составного ядра и коэффициентов проницаемости ядерной поверхности налетающими частицами давно и довольно успешно применяется оптическая модель [1]. Вопросы взаимодействия нейтронов с ядрами в рамках оптической модели достаточно подробно рассмотрены в работе [2], где приведены таблицы результатов расчета. Аналогичной информации для заряженных частиц мало.

Цель данной работы:

- выбрать оптимальный набор параметров оптического потенциала из условия наилучшего описания имеющейся экспериментальной информации в широких диапазонах ядер и энергий;
- рассчитать на основе оптической модели (с оптимальным набором параметров) сечения поглощения и коэффициенты проницаемости для протонов и  $\alpha$ -частиц;
- получить простые аналитические выражения, описывающие сечения поглощения ядрами нуклонов и  $\alpha$ -частиц.

Оптимальный набор параметров оптического потенциала. В данной работе наиболее важный вопрос - выбор оптимального набора параметров оптического потенциала.

Были рассмотрены наиболее известные систематики параметров для описания взаимодействия нуклонов с ядрами, часто применяемые в расчетах. Систематика Бечетти - Гринлиса [3] получена на основе описания угловых распределений упругого рассеяния, поляризации нейтронов и протонов, полного сечения нейтронов и сечения поглощения протонов ядрами с  $A > 40$  в области энергий до 50 МэВ. В работе [4] оптимальные параметры потенциала получены при изучении поляризации, сечения поглощения и угловых распределений упругого рассеяния протонов с энергией 9-22 МэВ на большом числе ядер. Рекомендованный набор параметров для группы ядер хрома, железа, никеля получен в работе [5] на основе анализа нейтронных сечений в области энергий 1-15 МэВ. Параметры Ф.Вьёрклунда и С.Фернбаха [6] получены при исследовании рассеяния протонов с энергиями вплоть до 300 МэВ для многих ядер. Вычисления в рамках оптической модели проводились по программе КОП [7].

В расчетах использовали оптическую модель со сферическим комплексным потенциалом вида

$$U(z) = V(z) + iW(z).$$

Здесь  $V(z) = -V_R f(z, R_R, a_R) + V_{SO} \hat{\sigma} \hat{\ell} \lambda_{\pi}^2 (1/z) (d/dz) [f(z, R_{SO}, a_{SO})] +$

$$+ \begin{cases} [Z_1 Z_2 \ell^2 / (2R_C)] [3 - (z^2/R_C^2)] & \text{для } z \leq R_C, \\ Z_1 Z_2 \ell^2 / z & \text{для } z \geq R_C; \end{cases}$$

$$\hat{\sigma} \hat{\ell} = \begin{cases} \ell & \text{для } j = \ell + 1/2, \\ -(\ell + 1) & \text{для } j = \ell - 1/2 > 0; \end{cases}$$

$j, \ell$  - квантовые числа полного и орбитального угловых моментов для падающей частицы;  $\lambda_{\pi}^2$  - комптоновская длина волны  $\pi$ -мезона;  $Z_1$  и  $Z_2$  - заряды мишени и падающей частицы;

$$W(z) = -W_V f(z, R_I', a_I') + W_{SF} 4a_I (d/dz) [f(z, R_I, a_I)] ,$$

где  $f(z, R, a) = \left\{ 1 + \exp \left[ (z-R)/a \right] \right\}^{-1}$ ;  $R = zA^{1/3}$ ;  $A$  - массовое число мишени.

На рис.1 приведено сравнение экспериментальных данных с результатами расчета сечений поглощения протонов различными ядрами с параметрами потенциала из перечисленных выше систематик. Расчеты с использованием параметров Ф.Бьеркунда и С.Фернбаха взяты из работы [8].

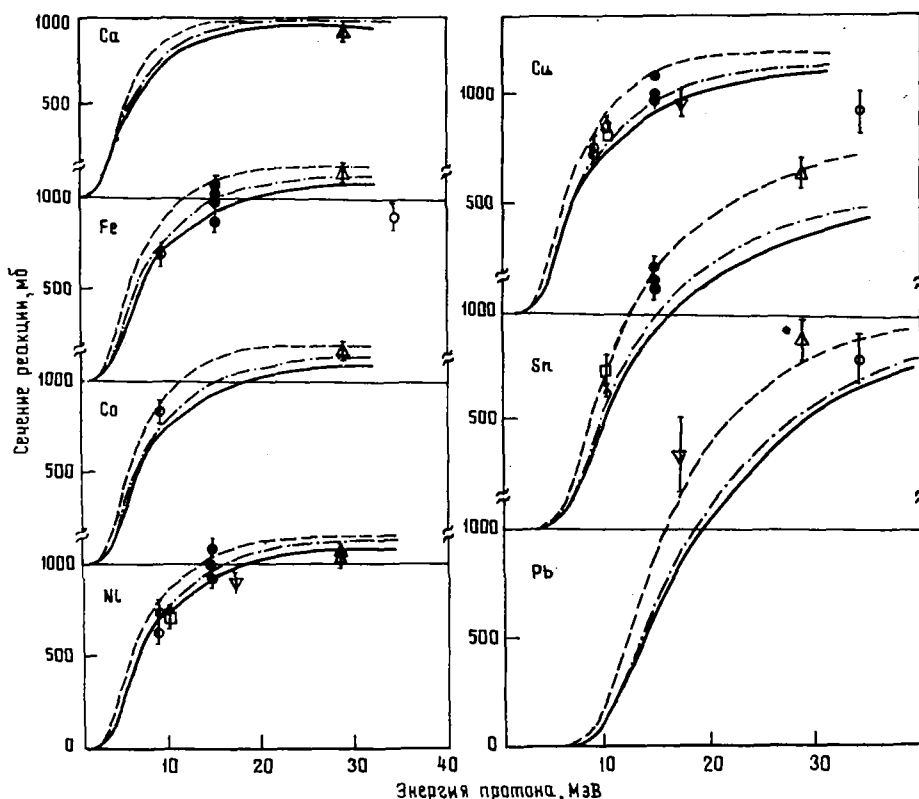


Рис.1. Сравнение результатов расчета сечений реакций протонов с ядрами для различных оптических потенциалов с экспериментальными данными в зависимости от энергии с использованием: — нейтронного потенциала работы [5]; - - - протонного потенциала Бечетти - Гринлиса [3]; - · - · - расчеты Г.Мани и М.Мелканова [8] (знаки - данные разных авторов)

На рис.2 приведены результаты расчетов изотопической зависимости сечения поглощения протонов при энергии 14,5 МэВ с теми же параметрами оптического потенциала.

На рис.3 показано, как совпадают расчеты угловых распределений упругого рассеяния протонов на изотопах олова (по отношению к резерфордскому рассеянию) по программе КОП с оптическим потенциалом Бечетти - Гринлиса с экспериментальными данными работы [9]. Эти эксперименты не использовались в процедуре поиска оптимальных параметров оптического потенциала.

Из проведенного анализа можно заключить, что рассмотренные систематики параметров оптического потенциала позволяют описать экспериментальные данные по рассеянию протонов с точностью около 20%. Наилучшее согласие расчета с экспериментом для ядер с  $Z \leq 32$  получено с параметрами оптического потенциала из работы [5]. Для более тяжелых элементов ( $Z > 32$ ) в расчетах рекомендуется использовать параметры оптического потенциала из работы [3].

В литературе систематики параметров оптического потенциала, аналогичные систематикам [3-6] для рассеяния нуклонов, при описании рассеяния  $\alpha$ -частиц ядрами не приводятся.

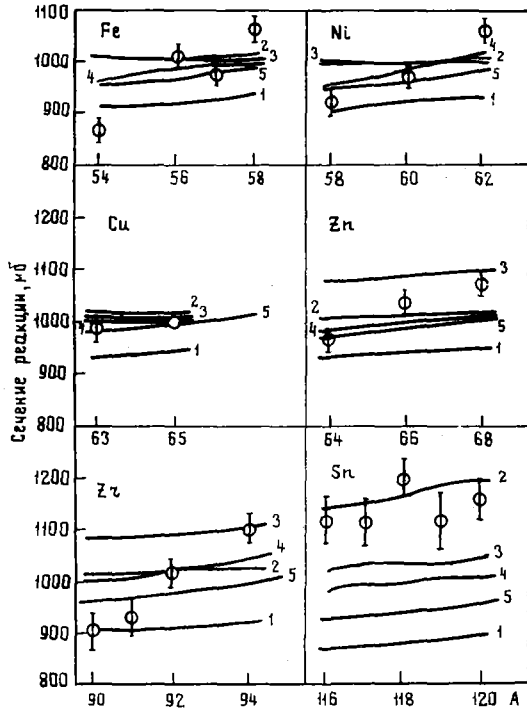


Рис.2. Сравнение результатов расчета сечений реакций протонов при энергии 14,5 МэВ с ядрами изотопов одного элемента для различных оптических потенциалов в зависимости от массового числа с использованием: 1 - нейтронного потенциала работы [5]; 2 - протонного потенциала Бечетти - Гринлиса [3]; 3 - нейтронного потенциала Бечетти - Гринлиса [3]; 4 - протонного потенциала Ф.Пери [4]; 5 - расчетов Г.Мани и М.Шелканова [8].

В работе [10] изучалось упругое рассеяние  $\alpha$ -частиц на большом числе ядер и приводятся рекомендованные значения параметров оптического потенциала для каждого ядра. В данной работе рассмотрена изотопическая зависимость мнимой части этих потенциалов. Оказалось, что она достаточно хорошо аппроксимируется прямой линией (рис.4). Расчеты сечений поглощения и коэффициентов проникаемости для  $\alpha$ -частиц выполнены с параметрами оптического потенциала, взятыми из работы [10] с учетом указанной выше изотопической зависимости.

Аналитические формулы для расчета сечений поглощения нуклонов и  $\alpha$ -частиц ядрами. Часто удобно иметь простые аналитические выражения, достаточно хорошо описывающие результаты расчетов на основе оптической модели с оптимальными параметрами сечений поглощения ядрами нуклонов и  $\alpha$ -частиц. далее приводятся формулы, которые позволяют рассчитать названные сечения:

1. Сечение поглощения нейтронов ядрами (в миллибарнах):

$$\sigma(E) = \left\{ 1000 + 7,5 A + B (1 + E) \right\} \quad (1)$$

где  $A$  - массовое число ядра-мишени;  $E$  - энергия налетающих нейтронов, МэВ;  $B = \begin{cases} 7 & \text{при } E > 14, \\ 13 & \text{при } E < 14. \end{cases}$

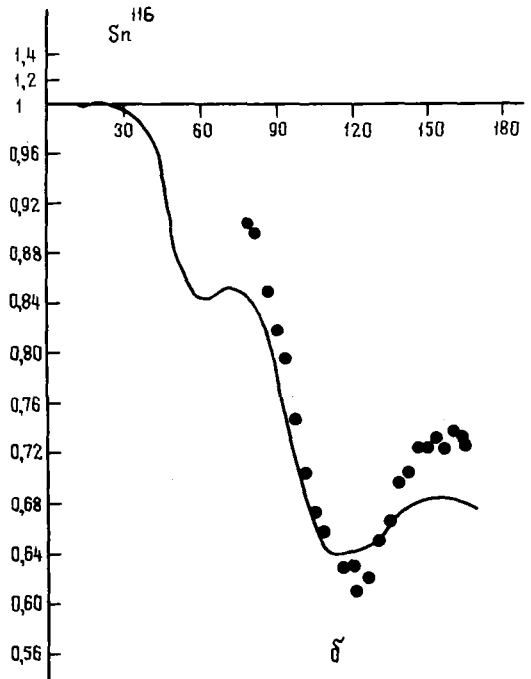
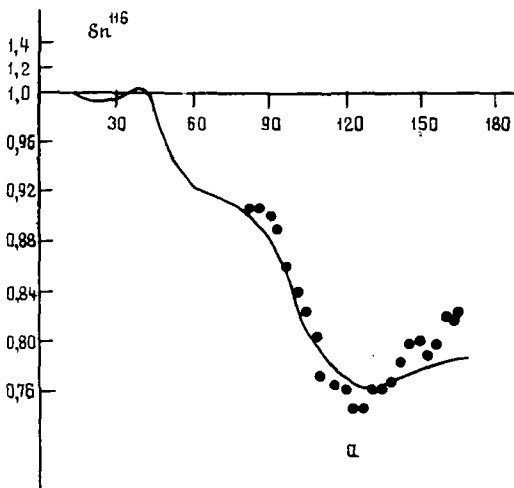


Рис.3. Угловые распределения упругого рассеяния протонов на изотопах олова (по отношению к Резерфордскому рассеянию) для энергий  $E_p$ , равных 7,45 МэВ (а), 8,5 МэВ (б), 9,0 МэВ (в), 5,8 МэВ (г), 6,6 МэВ (д): — - расчеты по программе КОП с оптическим потенциалом Бечетти - Гринлиса [3]; • - экспериментальные данные работы [9].

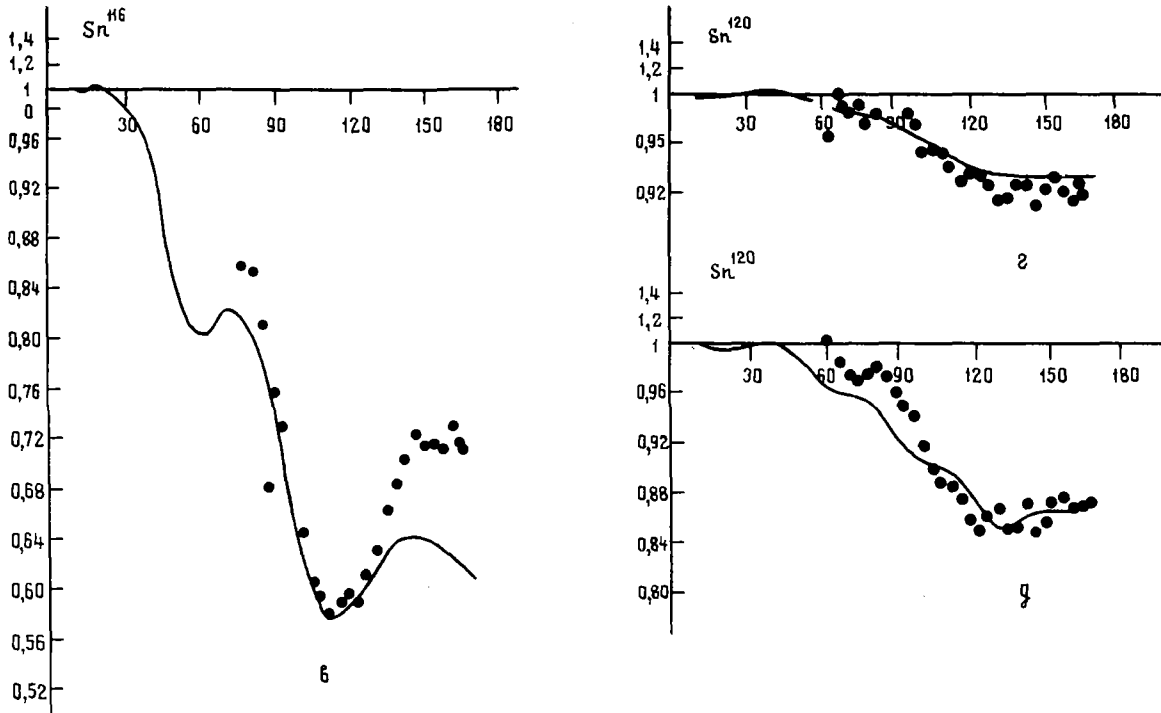


Рис.3. Окончание

Формула (1) дает результаты, совпадающие с данными работы [11] в пределах около 3% для ядер с  $A > 20$  и энергий  $3 \leq E \leq 50$ .

2. Сечение поглощения протонов ядрами (в миллибарнах):

$$\sigma(E) = B \left\{ 1 - \exp \left[ - \frac{(E-D)}{C} \right] \right\} 1(E-D), \quad (2)$$

где  $Z$  - порядковый номер (заряд) ядра-мишени;  $E$  - энергия налетающих протонов, МэВ;  
 $D = (0,1Z + 0,8)$  - эффективный порог взаимодействия;  $C = 1,5D = (0,15 + 1,2)$ ;  
 $B = \begin{cases} 8,5 (A + 100) & \text{при } Z \leq 70, \\ (4,3 A + 1650) & \text{при } Z > 70; \end{cases}$   $1(E-D)$  - единичная функция,  $1(E-D) = \begin{cases} 1 & \text{при } E > 0, \\ 0 & \text{при } E < 0. \end{cases}$

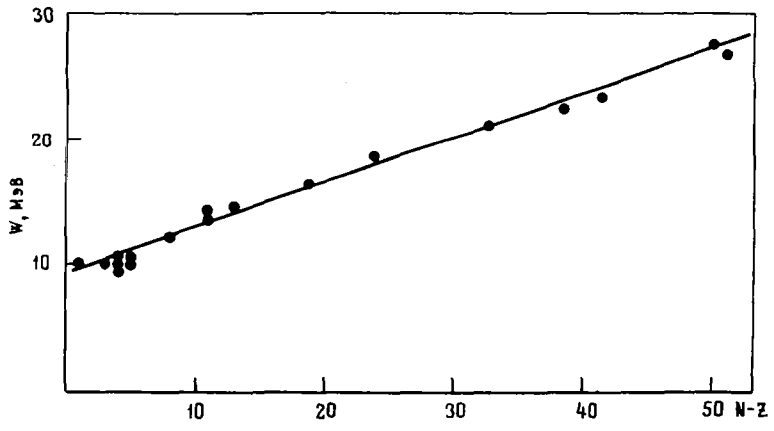


Рис.4. Зависимость мнимой части оптического потенциала от параметра  $N-Z$  для описания упругого рассеяния  $\alpha$ -частиц:  $\bullet$  - рекомендованные в работе [10] глубины мнимой части потенциала; — - линейная интерполяция по методу наименьших квадратов

Формула (2) дает результаты, совпадающие с рассчитанными по оптической модели сечениями поглощения протонов, в пределах около 5%.

3. Сечение поглощения  $\alpha$ -частиц ядрами ( $Z \geq 10$ ) рассчитывается по соотношению, аналогичному (2), только с другими коэффициентами:

$$\left. \begin{aligned} D &= 0,21Z + 2,5; \\ C &= 0,315 (Z - 5); \\ B &= 840 + 12,5 A. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Результаты, полученные по формуле (2) с параметрами (3), совпадают с оптическими сечениями поглощения  $\alpha$ -частиц в пределах 10%.

4. Широко используемое [12-14] для расчета сечений поглощения протонов и  $\alpha$ -частиц ядрами соотношение  $\sigma(E) = B \left(1 - \frac{D}{E}\right) \cdot 1$  ( $E - D$ ) дает результаты, совпадающие с расчетами по формуле (2) в интервале энергий вблизи порога  $D$ , но несколько заниженные (около 15%) при  $E \geq 2D$ . Вычисления по формуле (2) лучше согласуются с расчетами сечений по оптической модели в широком диапазоне энергий.

Рекомендованные сечения поглощения протонов и  $\alpha$ -частиц атомными ядрами. Выполнены расчеты сечений образования составного ядра протонами для широкой области ядер ( $Z \geq 20$ ) и энергий налетающих протонов ( $E \leq 50$  МэВ) с использованием оптимальных параметров оптического потенциала (для элементов с  $Z \leq 32$  использовались параметры работы [5], а для ядер с  $Z > 32$  параметры Бечетти - Гринлиса [3]). Расчеты сечений поглощения  $\alpha$ -частиц ядрами с  $Z \geq 19$  проводили с использованием параметров потенциала работы [10].

Из-за большого объема информации не представилось возможным включить в работу таблицы сечений поглощения и проницаемостей ядерной поверхности протонами и  $\alpha$ -частицами, необходимыми, например, для расчетов сечений ядерных реакций в рамках статистической модели Хаузера - Фешбаха. Эти данные в виде таблиц находятся в Центре по ядерным данным в Обнинске.

#### Список литературы

1. Ходгсон П.Е. Оптическая модель рассеяния. М., Атомиздат, 1966.
2. Марчук Г.И., Колесов В.Е. Применение численных методов для расчета нейтронных сечений. М., Атомиздат, 1970.
3. Vecchetti F.D., Greenlees G.W. Phys. Rev., 1969, v. 182, p. 1190.
4. Perey F.G. Phys. Rev., 1963, v. 131, p. 745.
5. Бычков В.М., Манохин В.Н., Проняев В.Г. и др. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 3-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 9-13 июня 1975 г.). М., ЦНИИатоминформ, 1976, ч. I, с. 160.
6. Bjorklund F., Fernbach S. Proceedings of the International conference on the nuclear optical model (The Florida State University Studies). Tallahassee, 1959.
7. Пашенко А.Б. В кн.: Ядерно-физические исследования в СССР. М., Атомиздат, 1973, вып. 20, с. 39.
8. Mani G.S., Melkanoff M.A., Iori I. Proton Penetrabilities using an optical model potencial. - Report СЕА, 1963, N 2379.
9. Guarmati B. e.a. J. Phys., 1979, v. 5, p. 1225.
10. Huizenga J.R., Igo G. Nucl. Phys., 1962, v. 29(3), p. 462.
11. Mani G.S., Melkanoff M.A., Iori I. Comissariat a l'Energie Atomique Report, 1963, N 2379 and 2380.
12. Блатт Д., Вайскопф В. Теоретическая ядерная физика. М., Изд-во иностр. лит., 1954.
13. Dostrovski I., Fraenkel Z., Friedlander G. Phys. Rev., 1959, v. 116, p. 683.
14. Gadioli E., Gadioli-Erba E. Phys. Rev., 1977, v. C16, p. 1404.

Статья поступила в редакцию 23 мая 1980 г.



РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ  
ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ В ФОТОЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ

А.И. Вдовин, И.Г. Голиков, И.И. Лощаков

CALCULATION OF REACTION CROSS-SECTIONS FROM MEASUREMENT RESULTS OBTAINED IN PHOTOEMULSION CHAMBER. The description and analysis of the  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  reaction cross-sections measurement methods under the action of protons with energy of 50 MeV using the information from International library of nuclear data is given.

В работах [1,2] опубликованы сведения о сечениях реакций на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  под действием протонов с энергией 50 МэВ. Использование этих результатов в Международной библиотеке ядерных данных требует подробного описания экспериментальной методики. Рассмотрению этих вопросов посвящена настоящая работа.

Идентификация реакций. Изучение ядерных реакций проводилось фотоэмульсионным методом. Камера из 26 слоев эмульсии Я-2 площадью  $5 \times 10 \text{ см}^2$  и толщиной стенок 400 мкм облучена протонами с энергией  $56,0 \pm 0,5 \text{ МэВ}$  на ускорителе в Институте теоретической и экспериментальной физики. Предварительный замер толщин слоев эмульсии, фотообработка и нанесение координатной сетки выполнены в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Проведены измерения реакций с тремя, четырьмя и пятью выходными треками, в статистику включены также данные по трех- и четырехлучевым расщеплениям работы [3]. В состав ядерной фотоэмульсии входит несколько различных ядер-мишеней, в том числе три легких ядра:  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$ . Поэтому идентификация конкретных каналов реакций представляет известные трудности. Положение усугубляется тем, что использование метода ионизационных потерь для идентификации коротких треков оказывается неэффективным. Тем не менее применение статистических методов позволяет получить удовлетворительные результаты с помощью законов сохранения энергии и импульса [4].

Каждое измеренное событие проверялось на соответствие всем возможным реакциям на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  с числом заряженных частиц, равным числу треков. Анализ справедливости гипотезы о конкретном канале реакции проводился методом наименьших квадратов [5]. Метод сводился к определению кинематических параметров реакции, удовлетворяющих законам сохранения энергии и импульса и наиболее близких к величинам, полученным на основе измерений.

Математически задача формулируется следующим образом. Требуется найти вектор  $\vec{C}$ , который минимизирует функционал  $\chi^2 = \mathbf{C}^T \mathbf{G} \vec{C}$  и удовлетворяет уравнениям связи

$$f(m + \vec{C}) = 0, \quad (1)$$

где  $m$  - экспериментально измеренные параметры;  $\vec{C}$  - вектор поправок для них;  $\mathbf{G}$  - матрица весов;  $f$  - законы сохранения импульса и энергии.

В связи с нелинейностью уравнений связи (1) минимизация функционала  $\chi^2$  сопряжена с трудностями вычислительного характера. Обычно решение определяется следующим образом [4]. Составляется функционал

$$\Phi = \mathbf{C}^T \mathbf{G} \vec{C} + 2\lambda f, \quad (2)$$

где  $\lambda$  - неопределенные множители Лагранжа. Функции  $f$  раскладываются в ряд Тейлора в окрестности  $\vec{C}$  (нулевое приближение для  $\vec{C}$ ) с точностью до линейных членов относительно поправок:

$$f(C) = f(\vec{C}) + \mathbf{B}(\vec{C} - \vec{C}),$$

где  $\mathbf{B}$  - матрица производных от уравнений связи. Далее вектор поправок получается из условия минимума функционала (2) итерационным методом.

В настоящей работе использован иной алгоритм решения поставленной задачи. В качестве искоемых параметров выбраны проекции импульсов частиц. В развернутом виде уравнение для  $\chi^2$  и законы сохранения примут вид

$$\left. \begin{aligned} \chi^2 &= \sum_{i=0}^k \sum_{j=1}^3 \frac{(P_{ij} - \bar{P}_{ij})^2}{\sigma_{ij}^2}; \\ P_{0j} - \sum_{i=1}^k P_{ij} &= 0; \quad \sum_{i=1}^k \frac{\sum_{j=1}^3 P_{ij}^2}{2m_i} - \frac{\sum_{j=1}^3 P_{0j}^2}{2m_0} - Q = 0 \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

(при  $j = 1, 2, 3$ ),

где  $k$  - число частиц, участвующих в реакции;  $P_{ij}$  - проекция импульса частицы  $i$  на ось  $j$ ;  $\bar{P}_{ij}$  - значение проекции, полученное на основе эксперимента со среднеквадратичной ошибкой сечения  $\sigma_{ij}$ ;  $m_i$  - масса частицы  $i$ ;  $Q$  - порог реакции; индекс нуль относится к налетающему протону.

Поиск условного минимума функционала (3) можно аналитически свести к решению нелинейного уравнения. Для этого исключим из уравнения (3) импульс падающей частицы с помощью законов сохранения импульса, а для учета закона сохранения энергии применим метод неопределенных множителей Лагранжа, т.е. составим функционал

$$F = \sum_{j=1}^3 \left\{ \left( \sum_{i=1}^k P_{ij} - P_{0j} \right)^2 / \sigma_{ij}^2 + \sum_{j=1}^k (P_{ij} - \bar{P}_{ij})^2 / \sigma_{ij}^2 + \right. \\ \left. + \lambda \left[ \sum_{i=1}^k P_{ij}^2 / (2m_i) - \left( \sum_{i=1}^k P_{ij} \right)^2 / (2m_0) \right] \right\} + \lambda Q. \quad (4)$$

Из условия равенства нулю первой производной получим систему  $3k$  линейных относительно величин  $P_{ij}$  уравнений

$$\frac{\partial F}{\partial P_{i\ell}} = \frac{2 \left( \sum_{i=1}^k P_{i\ell} + \bar{P}_{0\ell} \right)}{\sigma_{0\ell}^2} + \frac{2(P_{j\ell} - \bar{P}_{j\ell})}{\sigma_{j\ell}^2} + \lambda \left( \frac{P_{j\ell}}{m_j} - \frac{\sum_{i=1}^3 P_{i\ell}}{m_0} \right) = 0 \quad (5)$$

(при  $j = 1, 2, \dots, k$ ;  $\ell = 1, 2, 3$ ).

Система (5) решается аналитически. В результате получим  $P_{i\ell}$  как функцию  $\lambda$ . Подставив  $P_{j\ell}$  в уравнение сохранения энергии, приходим к нелинейному относительно множителя Лагранжа  $\lambda$  уравнению

$$\sum_{i=1}^3 \left\{ \sum_{j=1}^k \frac{P_{j\ell}^2(\lambda)}{m_j} - \frac{\left[ \sum_{j=1}^k P_{ji}(\lambda) \right]^2}{m_0} \right\} - 2Q = 0. \quad (6)$$

Это уравнение имеет в общем случае несколько действительных корней, каждый из которых соответствует локальному минимуму функционала (4). Для найденных корней вычисляются проекции импульсов и значения  $\chi^2$ . Наименьшее из этих значений соответствует абсолютному минимуму функционала  $F$  при выполнении законов сохранения. Однако ясно, что абсолютный минимум достигается при корне уравнения (6), наиболее близком к нулю, так как в этом случае отличие вычисленных значений  $P_{ij}$  от измеренных  $\bar{P}_{ij}$  минимально. Таким образом, достаточно найти лишь один корень уравнения (6)  $|\lambda|_{\min}$ . Аналогично итерационный метод [4] позволяет найти только один из локальных экстремумов функционала (2), но, так как в качестве нулевого приближения выбираются экспериментальные значения параметров, этот экстремум является глобальным минимумом.

Для использованного нами алгоритма нет необходимости организовывать итерационный процесс, при котором требуется задание дополнительных величин типа максимального числа итераций, числа дроблений шага и т.п.

Известно [5], что в случае линейных уравнений связи и нормального распределения  $\bar{P}_{ij}$  с дисперсией  $\sigma_{ij}$  величина (3) имеет распределение  $\chi^2_n$  с числом степеней свободы  $n$ , равным числу уравнений связи. Нелинейность закона сохранения энергии, а также отличие распределения величин  $\bar{P}_{ij}$  от нормального могут изменить распределение функционала (3). Для проверки правильности алгоритма проводилось моделирование реакции  $^{16}\text{O}(p, p\alpha)^{12}\text{C}$  с внесением экспериментальных ошибок. Полученное в результате расчета распределение функционала приведено на рис. 1. Отличие от теоретического значения  $\chi^2_4$  не превышает статистических ошибок. При анализе гипотез отбрасывались случаи с величиной  $\chi^2 > 9,5$ . В результате из 400 смоделированных событий 381 удовлетворяло этому критерию, что согласуется с выбранным уровнем значимости 5%.

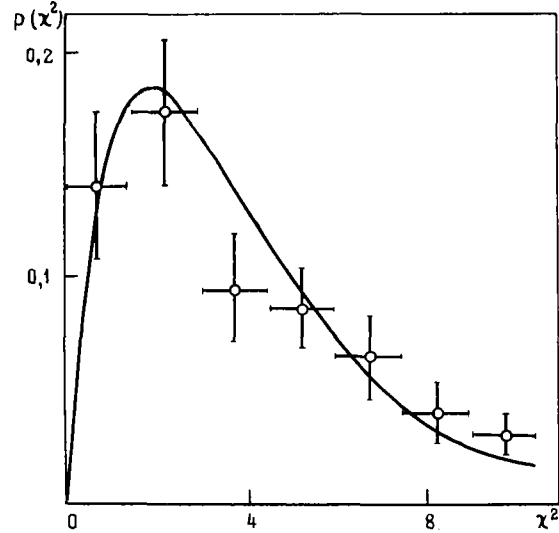


Рис.1 Распределение  $\chi^2$ , полученное при моделировании событий реакции  $^{16}\text{O}(p, p\alpha)^{12}\text{C}$

Таким образом, для анализа гипотез можно использовать распределение  $\chi^2_4$ . Если вычисленное для данной гипотезы значение  $\chi^2$  больше  $\chi^2_{\text{макс}}$ , заданного по выбранному уровню значимости, то гипотеза отвергается как не прошедшая кинематического отбора.

В эмульсии изучались события, имеющие от двух до пяти видимых треков. Расщепления с большим числом частиц не исследовались, так как они недостаточны для статистической обработки. Измерялись следующие характеристики каждого трека: проекция пробега на плоскость эмульсии  $\ell_i$ , вертикальная составляющая пробега  $Z_i$ , угол в плоскости эмульсии с падающим протоном  $\varphi_i$ , а также  $Z_{iB}$  - вертикальная составляющая на выбранной базе  $\ell_{iB}$ . Для входящего трека измерялась его длина  $\ell_0$  от точки входа в эмульсию. На основе этих измерений вычисляли пробег  $R_i$  и косинус угла с нормалью к плоскости эмульсии  $\cos\theta_i$ . Далее в соответствии с рассматриваемой гипотезой канала реакции определяли энергию частицы из уравнения [6]

$$R = \rho \left[ (M/Z^2) \lambda(\beta) + MZ^{2/3} C_Z(\beta/Z) \right],$$

где  $R$  - пробег частицы с зарядом  $Z$ , массой  $M$  и со скоростью  $\beta$ ;  $\lambda(\beta)$  - пробег протона со скоростью  $\beta$ ;  $C_Z(\beta/Z)$  - член, учитывающий перезарядку иона при прохождении фотоэмульсии;  $\rho$  - поправка тормозной способности данной фотоэмульсии по отношению к стандартной ( $\rho \approx 1$ ).

И.Хаузер показал [7], что соотношение пробег - энергия протонов в эмульсии Я-2 совпадает в пределах нескольких процентов с пробегом, полученным для эмульсии Ilford G-2 [8]. Поэтому в настоящей работе были использованы зависимости  $\lambda(\beta)$  и  $C_Z(\beta/Z)$  эмульсии Ilford G-2 [6]. Нормировку тормозной способности нашей эмульсии проводили по измерению пробегов  $\alpha$ -частиц радиоториевых звезд [3].

После определения энергии каждой частицы  $T_i$  вычисляли проекции импульсов  $\bar{P}_{ij}$ :

$$\begin{aligned} \bar{P}_{01} &= 0; & \bar{P}_{02} &= \sqrt{2m_0 T_0} \sin\theta_0; & \bar{P}_{03} &= \sqrt{2m_0 T_0} \cos\theta_0; \\ \bar{P}_{i1} &= \sqrt{2m_i T_i} \sin\theta_i \sin\varphi_i; & \bar{P}_{i2} &= \sqrt{2m_i T_i} \sin\theta_i \cos\varphi_i; & & (7) \\ \bar{P}_{i3} &= \sqrt{2m_i T_i} \cos\theta_i \quad (\text{при } i = 1, 2, \dots, k). \end{aligned}$$

Для оценки дисперсии определяли ошибки экспериментально измеряемых величин  $\varphi_i$ ,  $\theta_i$ , а также энергии  $T_i$ . Наиболее существенной является ошибка в определении энергии падающего протона, обусловленная размытием пучка ускорителя. Спектр протонов ускорителя определяли двумя методами [3]: по полному поглощению в эмульсии и измерением пробегов протонов после рассеяния на водороде (рис.2). Наиболее вероятная энергия, полученная этими методами, совпадает, а большее размытие при измерении полного поглощения объясняется страгглингом. За ошибку  $\sigma^2(T_0)$  взята дисперсия спектра протонов, полученная по данным (p-p)-рассеяния. Стандартное отклонение  $\sigma(T_0)$  оказалось равным 1 МэВ. При вычислении ошибок энергии частиц учитывали страгглинг и ошибки измерения пробега [9].

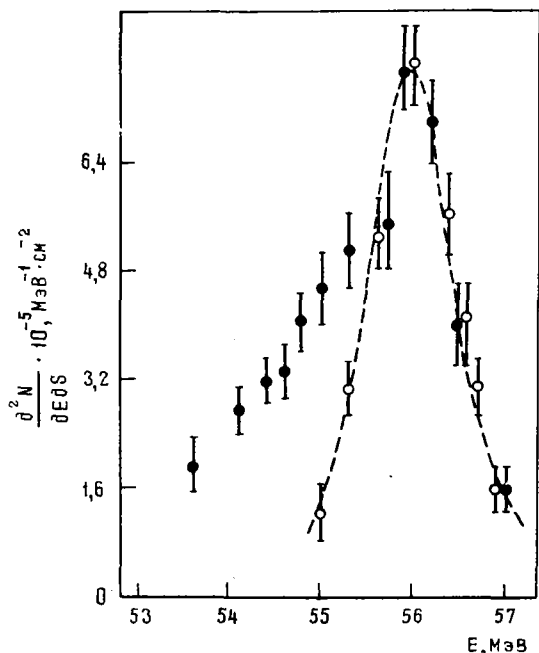


Рис.2. Энергетические спектры первичных протонов: о - упругое (p,p)-рассеяние; • - полное поглощение

Так как точность измерения углов зависит от длины трека, последние были разбиты на три группы:  $\ell > 10$  мкм,  $2,5 < \ell \leq 10$  мкм,  $\ell \leq 2,5$  мкм. Дисперсия угловых измерений для длинных следов ( $\ell > 10$  мкм) определена по измерениям упругого (p-p)-рассеяния (рис.3а). В качестве значения  $\sigma(\varphi)$  для следов с  $\ell < 10$  мкм использованы результаты работы [3], полученные из реакций рассеяния протонов на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  (рис.3,б,в). Ошибка измерения нормальной составляющей трека  $\Delta Z = 0,5 K$ , где K - коэффициент усадки.

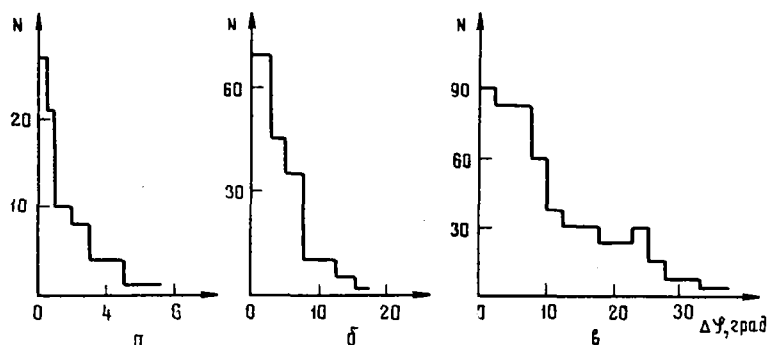


Рис.3. Распределение ошибок измерения углов в плоскости эмульсии в зависимости от длины трека: а -  $\ell > 10$  мкм; б -  $2,5 < \ell \leq 10$  мкм; в -  $\ell \leq 2,5$  мкм

Дисперсию начального пучка, а также величину  $\sigma(\varphi)$  для треков с  $\ell < 10$  мкм уточняли путем построения зависимости числа "прошедших" звезд от ошибок, заданных в программе анализа реакций (рис.4,5). Полученные значения среднеквадратичных ошибок согласуются с данными работы [3].

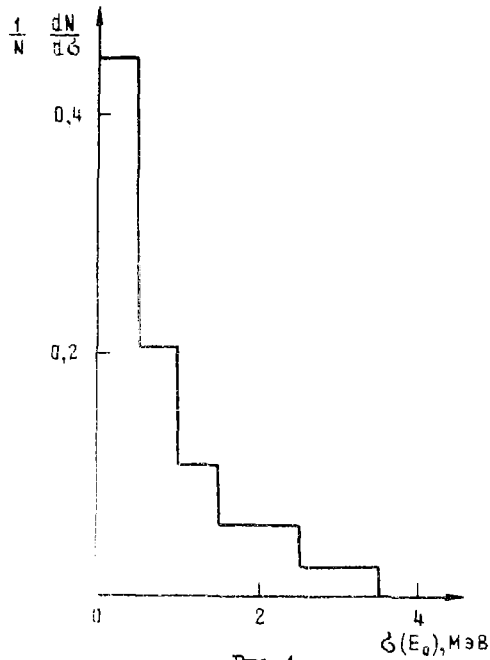


Рис. 4

Рис. 4. Выход реакций в зависимости от заданной в программе ошибки определения энергии налетающего протона

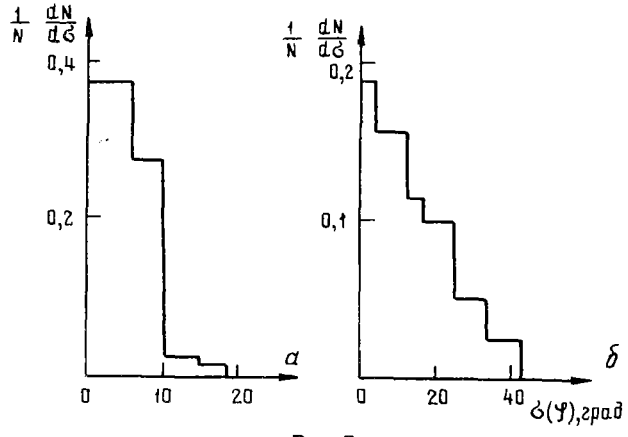


Рис. 5

Рис. 5. Выход реакций в зависимости от ошибки измерения углов, заданной в программе для треков длиной: а -  $2,5 < l \leq 10$  мкм; б -  $l \leq 2,5$  мкм

Величины  $\sigma_{ij}$  вычислены с помощью разложения выражений (7) в ряд Тейлора с точностью до первой производной. Учет членов второго порядка показал, что, как правило, они не вносят существенного искажения в значения  $\sigma_{ij}$ . Вычисление дисперсий проекций импульсов частиц проверено с помощью построения распределения величин  $\chi^2$  измеренных событий для реакции  $^{16}\text{O}(p, p\alpha)^{12}\text{C}$  (рис. 6). Полученное распределение и среднее значение  $\langle \chi^2 \rangle$  согласуются с теоретическими величинами. Это подтверждает выбранные экспериментальные ошибки и правильность вычисления дисперсий  $\sigma_{ij}^2$ .

**Вычисление сечений.** Все измеренные события были подвергнуты кинематическому отбору по описанному алгоритму. Так как при анализе каждой гипотезы необходимо учитывать все уровни возбуждения остаточных ядер, одна звезда может удовлетворить одновременно несколько каналов. Чтобы получить истинное число взаимодействий  $N_{ij}$  по каналу  $j$ , необходимо оценить вероятность того, что событие, относящееся к реакции  $i$ , может ложно удовлетворить также и гипотезу  $j$ . Если матрица  $W$  из элементов  $\omega_{ij}$  известна, можно составить систему уравнений

$$W N_n = N_n, \quad (8)$$

где  $N_n$  - вектор истинного числа событий по каналам;  $N_n$  - вектор полного числа событий, разрешенных для данного канала (его компоненты  $N_{ni}$  равны числу звезд, прошедших по каналу  $i$ ).

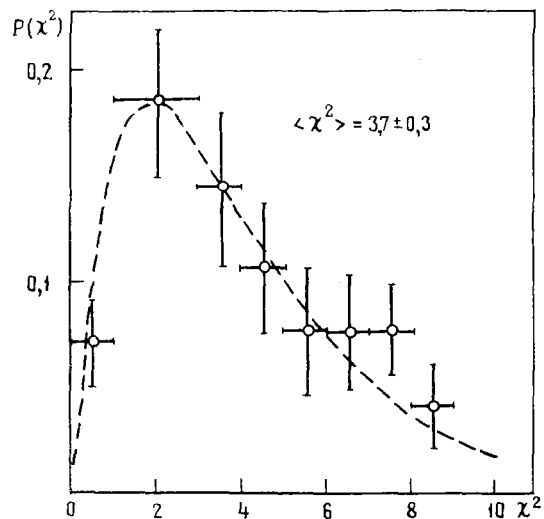


Рис. 6. Распределение величин  $\chi^2$  измеренных событий

Коэффициенты матрицы  $W$  найдены с помощью моделирования звезд. Моделирование проводилось по фазовому объему [10] и в соответствии с экспериментальными распределениями. Оказалось, что отличие импульсных и угловых распределений вторичных частиц от фазовых незначительно влияет на величины  $\omega_{ij}$ . Сконструированное таким образом событие представлялось в виде набора параметров, измеряемых экспериментально (т.е. пробегов, углов, проекций  $Z$ ). Значения этих параметров изменялись по нормальному закону в соответствии с экспериментальными ошибками. В результате анализа смоделированных событий по всем рассматриваемым гипотезам были вычислены элементы матрицы  $W$ . Эти коэффициенты, а также значения  $N_{\alpha}$  известны с ошибками, поэтому система (8) относится к классу некорректных задач. Используя известные методы [11], можно найти вектор  $N_i$  и его ошибки.

Для звезд с пятью треками система уравнений (8) не составлялась из-за незначительного числа неоднозначно идентифицированных событий для реакций  $^{12}\text{C}(p, 2pt2\alpha)$ ,  $^{12}\text{C}(p, p 2d2\alpha)$ ,  $^{14}\text{N}(p, pd3\alpha)$ ,  $^{16}\text{O}(p, p4\alpha)$  и малого числа случаев, отнесенных к остальным каналам. Поэтому определяли сечения только для указанных четырех реакций, для остальных каналов приведены лишь верхние границы.

Сечения четырех- и пятилучевых реакций определяли по формуле

$$\sigma_i = \frac{N_i}{\epsilon \Phi V_k n_i},$$

где  $N_i$  - число звезд, отнесенных к реакции  $i$ ;  $\epsilon$  - эффективность поиска звезд;  $\Phi$  - поток падающих протонов;  $V_k$  - просмотренный объем камеры;  $n_i$  - концентрация ядер данного типа в эмульсии.

Поток измеряли двумя методами: путем счета следов частиц первичного пучка и по известному сечению (p-p)-рассеяния. Оба способа дали одинаковое значение  $\Phi = (7,6 \pm 0,7) \cdot 10^5 \text{ см}^{-2}$ .

При вычислении сечений трехлучевых реакций сделано предположение о равенстве эффективности поиска таких расщеплений и случаев рассеяния протонов на водороде. Тогда величину  $\sigma_i$  можно выразить через известное сечение  $\sigma_{pp} = 52 \text{ мб}$  [12]:

$$\sigma_i = \frac{n_i n_H \sigma_{pp}}{N_{pp} n_i}.$$

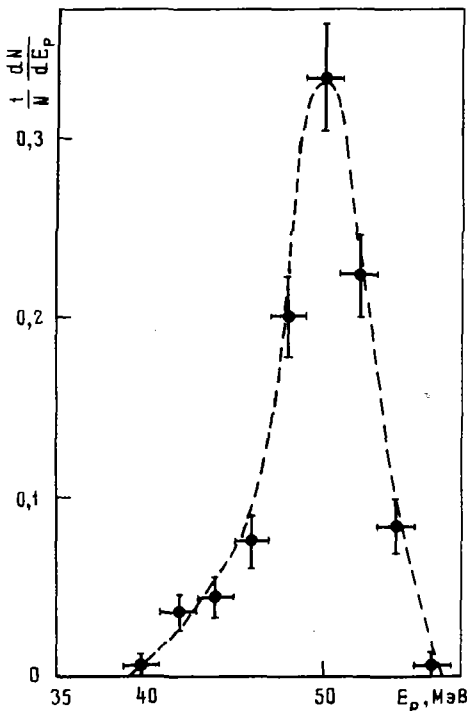


Рис. 7. Распределение по энергии протонов, вызывающих реакции

Полученные результаты приведены в работе [2]. Так как просмотр слоев эмульсии проведен в полосе шириной 2-3 мм, энергия начальных протонов находится в пределах 45-55 МэВ (среднее значение 50 МэВ). Таким образом, вычисленные сечения являются усредненными по этому спектру (рис. 7).

**Анализ ошибок.** В связи с трудностью регистрации очень коротких треков возможны потери части событий. Достоверно регистрируются частицы с пробегом более 1 мкм. Таким образом, при малой энергии одной из частиц  $n$ -лучевая звезда может быть отнесена к реакции с  $(n-1)$ -частицей в выходном канале. При  $Z = 1$  порога регистрации практически не существует, так как протон с энергией 0,1 МэВ уже имеет пробег в эмульсии 1 мкм. Для более тяжелых частиц опасность потери событий становится реальной. Чтобы оценить вероятность образования фрагментов низкой энергии, построены импульсные распределения элементов - продуктов реакций (рис. 8). Все распределения еще при энергии, превышающей порог, спадают с уменьшением импульса. Поэтому можно считать, что потеря событий, вызванная указанными причинами, незначительна. Для проверки возможного возрастания распределений в области энергий ниже порога регистрации был проведен анализ 300 событий с двумя видимыми выходными

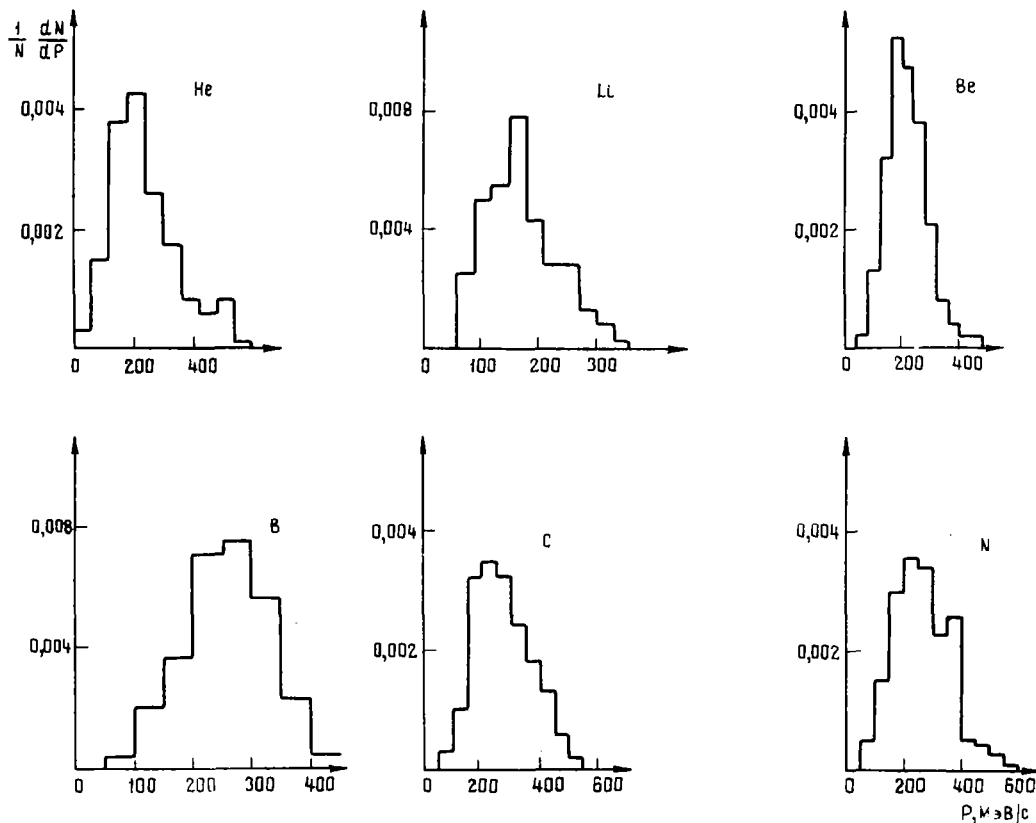


Рис.8. импульсное распределение продуктов реакций, вызванных протонами с энергией 50 МэВ на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$

ми треками на соответствие кинематике трехлучевых реакций с пробегом ядра отдачи менее 1 мкм. Полученный вклад таких каналов в сечения трехлучевых реакций не превышает статистических ошибок.

Как указывалось выше, анализ гипотез проводили только для реакций на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  с заряженными частицами в выходном канале. Среди измеренных событий, конечно, имеются реакции с вылетом нейтронов, а также взаимодействия на изотопах серебра и брома. Такие звезды могут быть ложно отнесены к анализируемым гипотезам, что приводит к завышению получаемых сечений.

Несмотря на достаточно высокую концентрацию ядер серебра и брома в фотоэмульсии, ошибка в сечениях из-за наличия этих ядер не должна быть большой. Значительное различие в соотношении пробег - импульс для тяжелых и легких ядер приводит к тому, что реакция на серебре или бrome не может удовлетворить гипотезы на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  вследствие невыполнения закона сохранения импульса. Вопрос о ложной идентификации реакций на серебре и бrome изучали авторы работы [13]. В ней приведены результаты анализа реакций на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  для двух сортов фотоэмульсии с различной концентрацией серебра и брома. Согласно полученным данным, часть реакций на тяжелых ядрах составляет около 4%.

Более существенное искажение результатов могут вызвать реакции с испусканием нейтронов. Если в выходном канале не более одного нейтрона, то можно провести кинематический анализ такой гипотезы. В отличие от уже описанного алгоритма минимум функционала (3) в данном случае находится при одном уравнении связи, так как закон сохранения импульса используется для исключения импульса нейтрона из уравнения сохранения энергии. Следовательно, величина (3) будет распределена по закону  $\chi^2$  с одной степенью свободы. На рис.9 приведено распределение функционала (3), полученное путем моделирования реакции  $^{14}\text{N}(p,2pn)^{12}\text{C}$ . Расхождение с теоретическим распределением  $\chi^2_1$  не превышает статистических ошибок.

Все измеренные события были проанализированы на соответствие гипотезам с вылетом нейтрона. Эти каналы включены в систему уравнений (8). Коэффициенты  $\omega_{ij}$ , как и раньше, определялись пу-

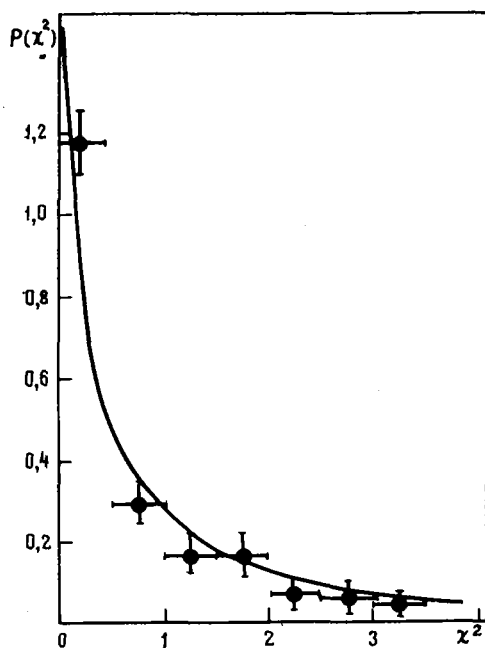


Рис.9. Распределение  $\chi^2$ , полученное при моделировании реакции  $^{14}\text{N}(p, 2pn)^{12}\text{C}$  ( $\langle \chi^2 \rangle = 0,73 \pm 0,07$ )

искажение результатов вследствие многонейтронных процессов не может быть большим, так как пороги этих реакций, как правило, высоки.

**Сравнение результатов.** Как следует из рассмотренной выше методики, определение сечений конкретных реакций представляет собой трудно разрешимую задачу. Другие методы исследования имеют ограниченную область применения. Так, радиохимический метод требует радиоактивного ядра в конечном состоянии и, как правило, определяет сечения выхода изобар. По этой причине из числа изученных реакций известны сечения трех каналов:  $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$ ,  $^{12}\text{C}(p, 3\alpha)$ ,  $^{16}\text{O}(p, 3p)^{14}\text{C}$  [14-19]. Сравнение их значений с результатами настоящей работы приведено в табл.2.

Сравнительные данные по сечению некоторых реакций

Таблица 2

Реакции	$E_0$ , МэВ	Сечение, мб	
		Данные разных авторов	Данные настоящей работы
$^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$	50-70	$19,1 \pm 1,2$ [14]	$38 \pm 11$
$^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$	49	$98 \pm 20$ [15]	-
$^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B} + ^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$	45	$104,6 \pm 2,4$ [16]	-
$^{12}\text{C}(p, pn)^{11}\text{C}$	50,7	$85 \pm 3$ [17]	-
$^{12}\text{C}(p, 3\alpha)$	60	$45 \pm 15$ [18]	$37 \pm 2$
$^{16}\text{O}(p, 3p)^{14}\text{C}$	44-60	$2,2 \pm 0,6$ [19]	$2,6 \pm 1,9$

Данные работы [14] согласуются с настоящими в пределах двух стандартных отклонений. Сечение реакции  $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$  можно получить также сравнением выхода изобар ( $A=11$  в работах [15,16])

тем моделирования событий. Из-за отсутствия информации об угловых и импульсных распределениях частиц моделирование реакций с нейтроном проводилось по фазовому объему. В результате этих расчетов сечения некоторых каналов, приведенных в работе [1], уменьшились. В табл.1 приведены исправленные значения сечений для реакций, в которых это уменьшение наиболее существенно.

Таблица 1

Исправленные сечения некоторых реакций

Реакции	Сечение, мб
$^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$	$38 \pm 11$
$^{12}\text{C}(p, pd)^{10}\text{B}$	$23 \pm 8$
$^{14}\text{N}(p, 2p)^{13}\text{C}$	$51 \pm 20$
$^{14}\text{N}(p, pd)^{12}\text{C}$	$57 \pm 20$
$^{16}\text{O}(p, 2p)^{15}\text{N}$	$49 \pm 13$

Дополнительным источником ошибок могут являться реакции с двумя и более нейтронами в выходном канале. Эти ошибки явно определить нельзя из-за невозможности кинематического анализа таких событий. Тем не менее



с величиной сечения реакции  $^{12}\text{C}(p, p\alpha)^{11}\text{C}$  из работы [17]. Результат такого сравнения (см. табл. 2) показывает, что значение сечения реакции  $^{12}\text{C}(p, 2p)^{11}\text{B}$  в пределах ошибок совпадает с нашим значением. Сечения реакций  $^{12}\text{C}(p, p3\alpha)$  и  $^{16}\text{O}(p, 3p)^{14}\text{C}$  работы [18] также согласуются с данными настоящей работы.

#### Список литературы

1. Голиков И.Г., Жуков М.Н., Лощаков И.И., Остроумов В.И. Ядерная физика, 1978, т.27, с.7.
2. Вдовин А.И., Голиков И.Г., Жуков М.Н. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1979, т.43, с.148.
3. Лощаков И.И. Исследование некоторых реакций на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  под действием протонов с энергией 50 МэВ. Автореферат дис. на соиск. учен. степ. Л., 1971.
4. Заикина А.Г., Лукьянцев А.Ф. Программа кинематической идентификации событий на ЭВМ БЭСМ-6. Сообщение № II-5965. Дубна, ОИЯИ, 1971.
5. Линник В.В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. М., Физматгиз, 1962.
6. H.N. Neckman e.a. Phys. Rev., 1960, v. 117, p. 544.
7. Хаузер И. Приборы и техника эксперимента, 1963, т.6, с.168.
8. Barkas W.H. Nuovo sin., 1952, v. 2, p. 201.
9. Бонетти А. и др. Ядерные эмульсии. М., Физматгиз, 1961.
10. Бюклинг Е., Каянти К. Кинематика элементарных частиц. М., Мир, 1975.
11. Тихонов А.М., Арсенин В.Н. Методы решения некорректных задач. М., Наука, 1966.
12. Барашенков В.С. Сечения взаимодействия элементарных частиц. М., Наука, 1966.
13. Jung M. e.a. Phys. Rev. C., 1972, v. 5, N 2.
14. Yasa T., Hourany E. Nucl. Phys., 1967, v. A103, p. 577.
15. Pierre Fontes. Phys. Rev. C., 1977, v. 15, p. 2159.
16. Roche C.T. e.a. Phys. Rev. C., 1975, v. 14, p. 410.
17. Measday D.F. Nucl. Phys., 1966, v. 78, p. 476.
18. Gier P. e.a. J. Phys. (Paris), 1966, v. 27C, p. 1.
19. Tamers M.H.A., Delibrias G. Compt. rend. (Paris), 1961, v. 253, p. 1202.

Статья поступила в редакцию 4 августа 1980 г.

УДК 559.171.015

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ  $^{1,2}\text{H}$  ПРИ УПРУГОМ СОУДАРЕНИИ С ИОНАМИ  $^4\text{He}$  и  $^1\text{H}$

В.А. М а т у с е в и ч, В.Н. С у л е м а, Ю.П. Ч е р д а н ц е в, В.Н. Ш а д р и н

**ANGULAR DISTRIBUTIONS OF  $^{1,2}\text{H}$  RECOIL NUCLEI DURING ELASTIC COLLIDE WITH IONS OF  $^4\text{He}$  and  $^1\text{H}$ . The angular distributions of recoil protons in the process of interacting with ions of  $^4\text{He}$  and recoil denterous with ions of  $^4\text{He}$  are given.**

Упругое рассеяние - одно из наиболее вероятных каналов реакций, вызываемых ионами малых и средних энергий. Благодаря большой величине сечений процесс упругого рассеяния широко применяется в прикладных исследованиях [1]. В частности, для определения содержания легчайших элементов предлагалось регистрировать ядра отдачи, вылетающие из образца в результате упругого соударения с налетающими ионами [2]. Для выбора оптимальных условий анализа таким методом необходимо знать угловые распределения ядер отдачи в лабораторной системе координат (л.с.к.). Многочисленные работы по исследованию упругого рассеяния содержат дифференциальные сечения для бомбардирующих ионов в системе центра инерции. Получение дифференциальных сече-

ний для ядер отдачи  ${}^1,2\text{H}$  в лабораторной системе координат при малых и средних энергиях – цель настоящей работы.

Обозначим через  $d\sigma/d\Omega(a,b)$  сечение реакции  $A(a,\sigma)B$ ; для упругого рассеяния  $a=b$ ,  $A=B$  и в системе центра инерции действительны соотношения

$$d\sigma/d\Omega(\theta)(a,a) = d\sigma/d\Omega(\theta)(A,A); \quad (1)$$

$$d\sigma/d\Omega(\theta)(a,A) = d\sigma/d\Omega(\pi-\theta)(a,a). \quad (2)$$

Следовательно, получение сечений рассеяния для ядер отдачи  $d\sigma/d\Omega(a,A)$  из стандартных сечений  $d\sigma/d\Omega(a,a)$  заключается в замене угла рассеяния  $\theta$  на  $\pi-\theta$  и переводе углов и сечений из системы центра инерции в лабораторную систему координат по формулам

$$\theta_{\text{л.с.к.}} = \theta_{\text{ц}}/2; \quad (3)$$

$$(d\sigma/d\Omega)_{\text{л.с.к.}} = 4 \cos \theta_{\text{л.с.к.}} (d\sigma/d\Omega)_{\text{ц}}, \quad (4)$$

где  $\theta_{\text{ц}}$  – угол вылета ядра отдачи в системе центра инерции.

Экспериментальные сечения рассеяния взяты из работ [3–12], в которых имеются табличные данные. Относительные ошибки сечений, приведенные в этих данных, будут равны, как нетрудно видеть, относительным ошибкам сечений для ядер отдачи. Угловые распределения протонов отдачи при взаимодействии с ионами  ${}^4\text{He}$  приведены в приложении 1 (табл.1–8), угловые распределения дейтронов отдачи при взаимодействии с протонами – в приложении 2 (табл.9–14), а данные об угловых распределениях дейтронов отдачи при взаимодействии с ионами  ${}^4\text{He}$  – в приложении 3 (табл.15–19). Все величины приведены к лабораторной системе координат. Следует заметить, что в настоящей работе использованы экспериментальные результаты, приведенные в табличной форме. Помимо таких данных в литературе имеется много работ, в которых сечения по интересующим реакциям представлены в графической форме. При этом экспериментальные результаты проанализированы в рамках параметризации фаз или по оптической модели. Теория достаточно хорошо воспроизводит экспериментальные данные (особенно в области малых углов), поэтому наборы фаз или параметров потенциала можно с успехом использовать для получения надежных (с погрешностью в несколько процентов) данных об угловых распределениях ядер отдачи. Учитывая, что энергетическая зависимость угловых распределений достаточно плавная, можно вывести сценочные данные и для промежуточных энергий, экстраполируя величины параметров, полученных из анализа экспериментальных данных.

#### Приложение 1

Угловые распределения протонов отдачи из реакции  ${}^1\text{H}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^1\text{H}$  ( $\delta < 1\%$ )

Таблица 1 [3]

$\theta$ , град.	$E_{\alpha}$ , МэВ						
	7,98	12,02	16,02	20,04	24,06	31,87	35,84
$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср							
7,8	-	1110	622	499	448	388	366
10,0	1702	1068	595	469	421	361	335
12,6	1628	1000	566	441	387	326	299
15,3	1516	918	509	405	347	289	261
17,5	1385	847	465	367	320	255	227
19,6	1266	761	430	338	284	226	199
24,6	1168	611	346	273	223	-	-
28,6	920	506	302	234	-	121	102
29,7	754	483	300	228	176	120	95
32,4	-	-	-	214	168	-	-
35,0	697	406	270	214	168	104	82

Окончание табл. I

$\theta$ , град.	$E_{\alpha}$ , МэВ						
	7,98	12,02	16,02	20,04	24,06	31,87	35,84
	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср						
36,4	-	-	-	217	170	-	-
36,5	517	389	276	218	-	108	84
40,0	460	383	287	236	192	127	106
43,0	-	-	-	-	-	155	130
44,6	-	-	-	291	240	-	-
45,0	376	438	342	294	245	183	153
47,5	-	470	389	-	-	-	-
49,0	-	-	-	349	309	-	-
50,0	347	527	427	375	324	257	236
55,0	365	616	510	453	402	333	312
57,5	376	664	-	-	442	-	-
60,0	386	716	590	524	470	406	376
62,7	-	748	617	548	494	430	402
65,5	382	777	637	566	508	441	408
67,5	372	793	647	566	514	-	-
70,0	348	789	641	566	-	-	-
72,5	325	765	629	547	488	427	-
74,6	338	776	639	545	497	424	388
77,2	-	791	646	514	469	392	355
77,5	435	799	638	533	465	385	353

Таблица 2 [4]

$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
12,9	399,2	2,1	37,3	181,9	1,8	65,5	492,0	1,8
14,9	363,3	2,1	42,3	216,4	1,8	68,4	497,1	1,9
17,4	323,7	2,1	47,3	283,3	1,7	72,6	494,0	1,9
19,0	287,4	2,1	49,8	322,0	1,6	74,5	486,5	1,9
22,9	246,9	1,9	53,8	384,7	1,6	75,8	478,5	1,9
24,9	225,7	1,8	56,7	400,1	1,6	77,6	466,0	2,0
27,4	202,8	1,7	59,5	456,3	1,8	79,2	471,1	2,1
32,4	173,7	1,8	62,5	476,2	1,9	80,7	502,6	2,1
-	-	-	-	-	-	81,9	567,9	2,1

Примечание.  $E_{\alpha} = 23,12$  МэВ.

Таблица 3 [5]

$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град.	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср
7,8	420	28,6	151	40,0	161	57,9	410	72,5	462
10,0	394	29,7	146	44,6	207	60,0	440	74,6	453
12,6	356	35,1	132	45,0	213	62,7	459	77,2	430
15,3	313	36,4	137	49,0	270	65,5	483	77,5	421
19,6	257	36,6	133	50,0	285	67,5	482	-	-
24,6	193	39,8	156	55,0	368	70,0	476	-	-

Примечание.  $E_{\alpha} = 27,91$  МэВ ( $\delta < 1\%$ ).

Таблица 4 [6]

$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
2,8	419	2,0	22,6	194	3,4	52,3	309	2,3
3,8	439	2,3	25,9	155	2,2	55,1	366	3,7
4,8	419	2,4	27,5	136	2,4	56,5	366	2,4
7,5	387	2,4	29,3	138	3,9	60,9	411	3,5
9,5	378	2,2	30,0	123	2,3	65,3	470	2,4
10,0	352	2,1	32,8	115	4,0	69,8	478	2,2
10,4	368	2,3	35,0	103	2,2	74,4	431	3,6
13,4	330	2,4	36,5	121	3,8	77,5	397	2,2
15,0	313	2,4	37,5	105	2,2	79,0	378	2,2
16,4	275	2,3	40,2	137	3,6	80,6	391	2,4
17,5	256	3,1	44,1	187	2,3	82,2	401	2,4
19,4	254	2,1	45,4	195	2,0	83,7	573	2,4
20,0	244	2,2	48,1	241	3,8	-	-	-

Примечание.  $E_{\alpha} = 30,0$  МэВ.

Таблица 5 [6]

$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср
2,9	387	23,6	145	48,0	192	76,1	359
3,7	369	25,8	121	50,8	207	77,4	351
6,6	346	28,1	96,7	58,1	349	79,2	329
7,5	340	31,7	78,6	59,3	347	80,5	314
10,5	319	32,7	74,7	64,0	404	80,8	320
11,3	317	34,1	76,6	65,2	398	82,1	323
14,4	266	36,5	81,0	68,2	414	82,3	329
15,3	260	37,6	88,5	70,0	416	83,6	412
17,3	217	40,1	98,8	71,3	393	83,9	451
19,3	200	42,7	127	73,0	392	-	-
22,7	157	46,9	179	74,3	388	-	-

Примечание.  $E_{\alpha} = 37,92$  МэВ ( $\delta < 3\%$ ).

Таблица 6 [7]

$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\delta/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
2,8	337	4,2	11,4	299	5,0	35,0	67,8	5,0
3,8	347	3,9	14,9	253	5,8	36,5	82,3	5,0
4,7	326	5,0	15,4	250	5,0	41,6	111	3,9
5,7	341	4,6	18,5	202	5,0	46,9	183	5,0
6,6	323	4,8	19,4	194	5,1	52,3	257	5,0
7,6	299	4,9	22,5	155	5,1	58,0	324	2,6
8,5	301	4,9	30,0	70,0	4,9	63,9	387	5,0
9,5	308	5,9	31,7	75,9	5,0	65,4	387	4,9
10,4	285	3,9	32,5	66,5	5,0	68,4	347,9	5,0

Примечание.  $E_{\alpha} = 38,96$  МэВ.

Таблица 7 [3]

$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср
7,8	336	22,6	140	36,6	70,7	60,0	352
10,0	309	24,6	121	38,9	81,5	63,0	372,7
12,6	275	24,9	116	43,0	114	65,5	385
15,3	238	28,6	86,0	45,0	139	72,5	368
17,5	206	29,7	79,9	50,0	211	74,6	361
19,6	178	35,1	68,8	55,0	285	77,5	323

Примечание.  $E_\alpha = 39,82$  МэВ ( $\delta < 1\%$ ).

Таблица 8 [3]

$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср
7,8	311	25,0	104	45,0	123	72,5	360
10,0	284	28,6	74,1	45,1	127	74,6	339
12,6	253	30,0	64,3	50,0	188	77,2	298
15,3	219	35,1	55,0	55,0	283	77,5	296
17,5	180	36,6	59,1	60,0	340	-	-
19,6	160	40,0	76,3	62,7	360	-	-
22,6	123	43,0	101	65,5	375	-	-

Примечание.  $E_\alpha = 44,63$  МэВ ( $\delta < 1\%$ ).

## Приложение 2

Угловые распределения дейтронов отдачи из реакции  ${}^2\text{H}(p,p){}^2\text{H}$

Таблица 9 [8]

$\theta$ , град	$E_p$ , МэВ							
	1,993		2,995		3,998		5,002	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
7,0	1583	0,8	1387	1,2	1238	0,9	1095	0,85
10,0	1462	0,61	1244	0,38	1083	0,63	928,5	0,56
11,0	-	-	1171	0,55	-	-	-	-
13,0	1279	0,59	1087	0,59	914,0	0,55	762,7	0,59
14,0	-	-	1047	0,72	-	-	-	-
15,0	-	-	980,2	0,55	-	-	-	-
16,0	1142	0,50	917,0	0,54	754,0	0,57	604,8	0,61

$\theta$ , град	$E_p$ , МэВ							
	1,993		2,995		3,998		5,002	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
19,0	981,1	0,48	761,0	0,56	592,3	0,62	491,7	0,64
22,0	845,6	0,50	630,5	0,63	468,0	0,77	357,5	0,66
24,0	-	-	546,7	0,60	-	-	-	-
25,0	728,7	0,54	515,9	0,62	368,7	0,67	276,2	0,73
27,0	658,6	0,58	454,8	0,72	-	-	-	-
28,0	622,3	0,52	420,3	0,59	298,4	0,73	221,8	0,69
31,0	534,9	0,52	360,4	0,59	256,8	0,62	189,3	0,65
34,0	466,3	0,58	317,0	0,60	232,5	0,55	175,4	0,62
35,0	450,9	0,55	308,7	0,62	-	-	-	-
39,0	393,9	0,58	284,1	0,61	223,5	0,55	181,2	0,56
44,0	356,2	0,58	283,4	0,64	241,4	0,52	206,3	0,54
49,0	341,1	0,60	296,7	0,56	267,7	0,53	236,2	0,52
53,0	337,5	0,76	311,3	1,10	287,4	0,52	257,6	0,52
54,4	334,3	0,51	-	-	293,6	0,47	263,3	0,50
57,8	333,7	0,49	320,1	0,55	303,2	0,47	273,6	0,49
61,3	-	-	321,7	0,48	304,4	0,46	277,2	0,47
62,0	323,0	1,80	314,6	3,20	-	-	-	-
64,9	320,5	0,50	313,2	0,48	298,1	0,47	270,4	0,46
67,0	315,9	0,44	304,0	0,56	286,7	0,46	261,3	0,46
68,5	314,0	0,56	-	-	-	-	-	-
69,2	308,2	0,47	291,6	0,58	289,0	0,48	250,6	0,46
71,4	301,7	0,48	277,2	0,62	253,3	0,49	233,3	0,47
72,1	-	-	269,5	0,52	-	-	-	-
73,6	308,0	0,58	263,3	0,60	235,4	0,52	214,1	0,48
74,8	319,8	0,99	259,4	0,68	-	-	-	-
75,8	328,8	0,71	255,6	0,56	218,3	0,51	193,1	0,51
78,0	398,9	0,92	261,4	0,71	209,6	0,84	175,4	0,77
79,4	498,0	1,60	286,6	1,60	-	-	-	-
80,3	604,4	1,50	322,7	1,20	223,6	1,60	169,7	0,89
82,5	1216	1,70	550,1	1,40	329,0	1,50	211,8	1,60
84,8	3484	1,40	1516	2,10	838,2	1,50	534,0	2,50

Таблица 10 /В/

$\theta$ , град	$E_p$ , МэВ					
	6,007		8,025		10,04	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
7,0	947,3	0,73	731,3	0,96	589,6	1,50
10,0	800,1	0,62	606,2	0,75	463,3	1,30
13,0	638,8	0,62	462,2	0,76	337,5	1,00
16,0	494,5	0,66	341,4	0,83	226,5	3,70
19,0	369,5	0,68	237,9	1,10	151,3	2,70

Окончание табл. 10

$\theta$ , град	$E_p$ , МэВ					
	6,007		8,025		10,04	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
22,0	275,9	0,86	169,1	1,40	101,2	2,30
25,0	208,8	0,73	123,6	1,20	73,2	1,60
28,0	166,7	0,71	98,5	1,20	62,2	1,90
31,0	145,4	0,67	89,8	1,50	59,0	2,00
34,0	139,6	0,67	92,5	1,70	67,0	1,10
39,0	153,3	0,58	113,2	1,10	88,9	0,93
44,0	181,6	0,55	143,0	0,85	115,7	0,89
49,0	210,7	0,60	171,1	0,74	141,7	0,68
51,7	228,2	0,52	185,4	0,54	155,9	0,80
53,0	232,8	0,90	-	-	-	-
54,4	238,4	0,50	199,5	0,54	167,6	0,57
57,8	250,0	0,48	207,8	0,52	177,6	0,53
61,3	252,4	0,49	212,1	0,50	185,2	0,50
64,9	247,3	0,47	209,4	0,50	182,6	0,52
67,0	240,3	0,46	203,7	0,53	178,1	0,56
69,2	229,2	0,48	194,5	0,51	171,2	0,60
71,4	213,4	0,50	183,8	0,52	161,6	0,58
73,6	195,5	0,50	167,0	0,54	147,9	0,52
75,8	174,9	0,50	149,3	0,80	128,7	0,90
78,0	154,0	0,51	128,9	0,69	110,4	1,10
80,3	140,5	0,80	108,9	0,80	89,0	1,90
82,5	163,8	1,50	105,4	1,20	79,2	1,90
84,8	356,1	1,60	199,7	1,50	117,9	3,30

Таблица 11 [9]

$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
10,0	938	5,0	44,5	207	5,0
12,5	808	5,0	46,0	227	3,0
15,0	684	5,0	48,0	220	3,0
17,5	626	5,0	50,0	237	3,0
20,0	405	3,0	52,5	248	3,0
21,8	515	3,0	55,0	264	3,0
25,3	268	3,0	57,5	273	3,0
27,0	218	3,0	60,0	280	3,0
30,6	198	3,0	62,5	283	3,0
32,1	178	3,0	65,0	274	3,0
35,7	176	3,0	67,5	268	3,0
37,5	178	3,0	68,8	257	3,0
40,0	182	3,0	72,5	248	5,0
42,5	201	3,0	75,0	218	5,0

Примечание.  $E_p = 5,18$  МэВ.

Таблица 12 [9]

$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
10,0	792	3,5	37,5	154	3,5	60,6	275	3,0
12,5	746	3,5	38,0	169	3,0	62,7	268	3,0
15,0	610	3,5	40,0	179	3,5	64,2	258	3,0
17,5	496	3,5	41,0	186	3,0	66,0	268	3,0
20,0	425	3,5	44,0	199	3,0	67,8	265	3,0
22,5	305	3,5	45,0	207	3,5	69,6	240	3,0
25,0	261	3,5	45,6	212	3,0	71,4	225,8	3,0
27,5	213	3,0	47,1	213	3,0	73,2	215	3,0
30,0	186	3,0	50,4	242	3,0	75,0	195	3,0
32,0	167	3,0	53,6	240	3,0	77,0	170	3,0
35,2	171	3,0	57,1	272	3,0	80,7	165	3,0
						82,5	188	3,0

Примечание.  $E_p = 5,6$  МэВ.

Таблица 13 [9]

$\theta$ , град	$E_p$ , МэВ							
	4,45		5,45		6,5		7,46	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
20,0	491	3,0	372	3,0	297	3,0	233	3,0
21,8	431	3,0	306	3,0	247	3,0	197	3,0
23,7	352	3,0	265	3,0	203	3,0	166	3,0
25,3	313	3,0	226	3,0	172	3,0	137	3,0
27,0	282	3,0	196	3,0	155	3,0	119	3,0
28,8	244	4,0	176	4,0	137	4,0	105	3,0
30,6	222	4,0	161	4,0	133	4,0	96,5	4,0
32,1	215	4,0	154	4,0	124	4,0	94,9	4,0
34,0	197	4,0	146	4,0	118	4,0	94,5	4,0
35,7	192	4,0	146	4,0	-	-	117	4,0
37,5	192	3,0	154	3,0	135	3,0	105	2,5
38,5	193	3,0	161	3,0	141	3,0	116	2,5
40,0	196	3,0	-	-	144	3,0	116	2,5
41,0	201	3,0	167	3,0	152	3,0	124	2,5
42,5	209	3,0	174	3,0	155	3,0	133	2,5
43,5	212	3,0	184	3,0	160	3,0	148	2,5
44,5	224	3,0	195	3,0	173	3,0	163	2,5
46,0	231	3,0	203	3,0	185	3,0	156	2,5
48,0	244	3,0	219	3,0	189	3,0	169	2,5
50,0	244	3,0	226	3,0	201	3,0	182	2,5
51,2	265	3,0	230	2,9	210	3,0	189	2,5
52,5	265	3,0	233	3,0	212	3,0	189	2,5
53,7	270	3,0	-	-	218	3,0	192	2,5
55,0	278	3,0	236	3,0	225	3,0	198	2,5



$\theta$ , град	$E_p$ , МэВ							
	4,45		5,45		6,5		7,46	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
56,2	278	3,0	240	3,0	229	3,0	200	2,5
57,5	284	3,0	242	3,0	228	3,0	203	2,5
58,7	285	4,0	-	-	228	4,0	198	3,3
60,0	287	4,0	239	4,0	230	4,0	202	3,3
61,2	283	4,0	241	4,0	229	4,0	202	3,3
62,5	286	3,3	242	3,3	229	3,3	201	3,3
63,7	290	3,3	236	3,3	228	3,3	198	3,3
65,0	278	3,3	235	3,3	225	3,3	198	2,5
66,2	278	3,3	234	3,3	222	3,3	195	2,5
67,5	268	2,5	231	2,5	214	2,5	191	2,5
68,7	262	2,5	223	2,5	212	2,5	187	2,5
70,0	252	2,5	215	2,5	200	2,5	185	2,5
71,2	243	2,5	207	2,5	189	2,5	177	2,5
72,5	340	2,5	194	2,5	186	2,5	171	2,5
73,7	223	2,5	186	2,5	175	2,5	160	2,5
75,0	211	2,5	183	2,5	161	2,5	151	2,5

Таблица 14 [10]

$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
9,0	778	1,0	25,5	166	1,0	71,4	202	0,85
9,5	750	1,0	26,5	151	1,0	72,1	197	0,85
10,5	704	1,0	27,5	141	1,0	72,9	193	0,85
11,5	649	1,0	28,5	132	1,0	73,6	186	0,85
12,5	597	1,0	30,0	122	4,0	74,3	181	0,85
13,5	543	1,0	33,1	117	3,0	75,1	175	0,85
14,5	499	1,0	38,1	130	2,4	75,8	170	0,85
15,5	452	1,0	41,6	148	2,2	76,6	162	0,85
16,5	410	1,0	45,3	175	2,2	77,3	156	0,85
17,5	372	1,0	49,1	196	2,1	78,0	149	0,85
18,5	335	1,0	53,8	220	1,3	78,8	144	0,9
19,5	230	1,0	59,2	233	2,0	79,5	141	1,0
20,5	272	1,0	68,5	198	2,0	80,3	139	1,5
21,5	241	1,0	68,9	220	0,85	81,0	140	2,0
22,5	220	1,0	69,2	217	0,85	81,8	144	4,0
23,5	199	1,0	69,9	211	0,85	82,5	159	5,5
24,5	180	1,0	70,7	208	0,85	83,3	218	7,0

Примечание.  $E_p = 6,78$  МэВ.

Угловые распределения дейтронов отдачи из реакции  ${}^2\text{H}({}^4\text{He}, {}^4\text{He}){}^2\text{H}$

Таблица 15 [11]

$\Theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ				$\Theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ			
	9,1		11,34			9,1		11,34	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %		$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
16,0	1084	1,0	819	1,0	50,4	148	1,4	138	1,6
17,5	-	-	729	1,0	52,0	143	1,3	118	1,6
20,5	783	1,0	588	1,2	53,7	140	1,3	116	1,5
22,5	665	1,5	488	1,4	55,4	148	1,2	109	1,4
25,0	540	1,5	406	1,5	57,1	154	1,1	113	1,3
27,4	433	3,0	345	2,3	58,8	164	1,0	120	1,2
30,0	-	-	288	2,3	60,6	177	0,9	128	1,1
32,5	-	-	256	3,0	62,4	197	0,8	143	1,0
33,5	-	-	243	1,8	64,1	220	0,7	161	0,9
35,1	-	-	239	4,5	65,9	243	0,6	178	0,8
35,7	244	1,7	227	1,8	67,7	263	0,5	206	0,6
37,9	-	-	211	1,7	69,6	287	0,5	234	0,5
38,0	214	1,7	-	-	71,4	306	0,4	255	0,5
40,3	192	1,6	192	1,7	73,2	323	0,3	275	0,4
42,7	176	1,6	182	1,6	74,7	337	0,3	300	0,4
45,0	161	1,5	170	1,6	76,9	368	0,3	325	0,3
47,8	153	1,5	145	1,6	78,0	368	0,3	349	0,2

Таблица 16 [12]

$\Theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ				$\Theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ			
	12		14,2			12		14,2	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %		$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
10,0	1000	3,0	780	3,0	32,6	251	3,0	200	3,5
12,5	914	3,0	656	3,0	43,0	-	-	194	3,0
15,0	815	3,0	572	3,0	48,9	138	3,5	144	3,5
17,5	671	3,0	458	3,0	54,0	112	3,0	94	3,5
20,1	553	3,0	368	3,0	58,6	116	3,0	73	3,0
22,6	465	3,0	295	3,0	63,0	-	-	89	3,0
25,1	384	3,0	251	3,0	67,0	170	3,0	142	3,0
27,6	321	3,0	211	3,5	71,0	224	3,0	202	3,5
30,1	272	3,0	199	3,5	75,0	315	3,0	266	3,5

Таблица 17 [12]

$\theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ				$\theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ			
	17		20			17		20	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %		$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
10,0	520	3,0	371	3,5	32,6	177	3,0	189	4,5
12,6	-	-	303	3,5	42,9	193	3,5	-	-
13,0	401	3,0	-	-	48,9	136	3,0	-	-
13,5	397	3,0	-	-	50,3	109	3,0	109	3,5
15,1	361	3,0	231	3,5	54,0	72	3,0	64	3,5
16,1	319	3,0	-	-	58,6	43	3,0	26	3,5
17,6	270	3,0	197	3,5	60,0	-	-	19	5,5
19,5	230	4,0	-	-	62,9	49	3,0	28	3,5
20,1	219	3,0	145	4,0	67,0	100	3,0	69	4,0
22,6	172	3,0	120	3,5	71,0	148	3,5	130	3,5
25,1	163	3,0	119	4,0	74,9	206	3,5	-	-
27,6	159	3,0	128	3,5	78,8	-	-	261	3,5
30,1	153	3,0	150	3,5	82,5	-	-	333	4,0

Таблица 18 [12]

$\theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ					
	12,6		15		17,6	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
20,0	501	3,0	334	3,0	203	3,5
22,5	415	3,0	269	3,5	181	3,0
25,0	339	4,0	208	4,5	156	4,0
27,5	294	5,0	191	4,5	153	3,5
30,0	265	3,5	195	3,5	157	3,5
32,5	235	3,5	201	3,5	163	4,0
33,7	220	3,5	197	3,5	180	4,0
35,0	228	3,5	200	3,5	193	3,0
35,1	233	3,5	207	3,0	178	4,0
36,5	213	4,0	205	3,5	195	3,5
37,5	-	-	213	3,5	193	4,0
38,0	201	3,5	208	3,0	209	3,0
39,4	196	3,0	202	3,0	195	3,5
40,0	-	-	215	3,5	208	3,5
41,0	202	3,0	196	3,5	208	3,0
42,4	184	3,0	197	3,5	194	3,0
42,5	-	-	195	3,0	188	3,5
43,9	175	3,0	189	3,0	191	3,0
45,0	-	-	-	-	176	3,0
45,5	162	3,0	170	3,0	174	3,0
47,1	154	3,0	155	3,5	145	3,5

Окончание табл. 18

$\Theta$ , град	$E_{\alpha}$ , МэВ					
	12,6		15		17,6	
	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
47,5	-	-	-	-	137	4,0
48,7	134	3,5	140	3,0	136	3,0
50,0	-	-	-	-	119	3,5
50,3	125	3,0	127	3,0	115	3,0
52,0	114	3,0	107	3,0	93	3,5
53,7	102	3,0	89	3,0	76	4,0
55,3	96	3,5	83	3,0	54	4,5
57,1	98	3,0	71	3,0	47	3,5
58,8	98	3,0	65	3,0	36	4,0
60,6	111	4,5	71	3,0	38	4,0
62,3	127	4,0	74	3,5	42	3,5
64,1	147	3,5	91	4,0	55	4,0
66,0	167	3,5	115	4,0	74	3,5
67,7	185	3,5	140	3,5	97	3,5
69,5	207	4,0	172	4,0	125	3,5
71,4	237	4,0	193	3,5	156	3,5
73,2	265	3,0	228	3,0	186	3,5
75,1	295	3,0	251	3,5	213	3,0
76,8	-	-	265	3,5	233	3,5
78,8	350	3,5	298	3,5	255	3,5
80,6	368	4,0	334	3,5	289	4,5
82,5	543	4,5	480	4,0	398	4,0

Таблица 19 [12]

$\Theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\Theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %	$\Theta$ , град	$d\sigma/d\Omega$ , мб/ср	$\delta$ , %
1,9	275	4,5	25,1	84	4,0	52,0	75	8,0
4,4	254	4,5	27,5	95	3,5	54,0	57	3,5
6,4	222	5,0	29,9	107	4,5	58,6	22	4,5
8,4	217	4,0	32,4	128	4,0	62,9	15	3,5
10,6	191	5,0	35,0	134	4,0	67,0	40	3,0
11,4	180	3,5	37,5	155	3,5	69,5	69	8,0
13,0	152	4,5	40,0	167	3,0	71,0	92	3,5
13,5	144	4,0	42,4	154	4,5	73,2	145	4,0
15,3	113	6,5	42,5	148	3,5	75,0	190	4,0
16,1	115	3,5	45,0	145	3,0	76,9	228	3,5
18,0	99	5,5	47,1	128	5,0	78,8	263	4,0
20,0	89	3,5	48,9	109	3,5	80,6	270	4,0
22,5	75	4,5	50,3	95	5,5	82,5	305	4,0

Примечание.  $E_{\alpha} = 27,4$  МэВ.

## Список литературы

1. Cohen B., Pink C., Deghan J. J. Appl. Phys., 1972, v. 43, № 1, p. 19.
2. Чернов И.П., Козырь В.В., Матусевич В.А. Атомная энергия, 1976, т. 41, с. 51.
3. Barnard A.C.L., Jones C.M., Weit J.L. Nucl. Phys., 1964, v. 50, p. 604.
4. Kreger W.E., Jentschke W., Kruger P.G. Phys. Rev., 1954, v. 93, № 4, p. 837.
5. Satchler G.R., Owen L.W. Nucl. Phys., 1968, v. A112, p. 1.
6. Putnam T.M., Brolley J.E., Rosen L. Phys. Rev., 1956, v. 104, № 5, p. 1303.
7. Williams J.H., Rasmussen S.W. Ibid., 1953, v. 98, № 1, p. 56.
8. Kocher D.C., Glegg T.B. Nucl. Phys., 1969, v. A132, p. 455.
9. Wilson A.S., Taylor M.C., Legg J.S., Phillips G.C. Ibid., 1969, v. A130, p. 624.
10. Grötzscher R., Kühn B., Möller K., Möhner J. Ibid., 1971, v. A174, p. 301.
11. Ohlsen G.G., Young P.J., Kumpf H. Ibid., 1964, v. 52, p. 134.
12. Stewart L., Brolley J.E., Rosen L. Phys. Rev., 1962, v. 128, № 2, p. 707.

Статья поступила в редакцию 4 августа 1980 г.

УДК 530.780.012

## ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫЕ ФАКТОРЫ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ НА К-ОБОЛОЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ АТОМОВ

Д.И. Г р е ч у х и н, А.А. С о л д а т о в

**ELECTRON-POSITRON FACTORS OF NUCLEUS EXCITATION CROSS-SECTIONS DURING ANNIHILATION OF POSITRONS ON THE K-SHELL OF HEAVY ATOMS.** The electron-positron factors of nucleus excitation cross-sections during annihilation of positron on atomic shell as well as the factors determining an excited nucleus orientation have been calculated in this paper.

В процессе аннигиляции позитрона на атомной оболочке высвобождающаяся энергия может быть передана как электромагнитному полю (одно- и двухфотонная аннигиляция), так и атомному ядру. Таким образом, одним из результатов рассеяния позитронов на атоме будет образование ядра в возбужденном состоянии с энергией  $E^{\text{ж}} = E_{+} + E_{n\ell j}$ . Здесь  $E_{+}$  - энергия позитрона (для электронов и позитронов используются полные релятивистские энергии);  $E_{n\ell j}$  - энергия ( $n\ell j$ )-электрона, где  $n$  - главное квантовое число,  $\ell$  - орбитальный, а  $j$  - полный угловой моменты электрона. Существенно, что энергии возбуждения ядра находятся в интервале, практически равном разбросу энергии позитронов в падающем пучке.

Так как в пространстве имеется выделенное направление - вектор импульса падающих позитронов, ядро в возбужденном состоянии будет ориентировано относительно этого направления. Тем самым последующий распад этого возбужденного ядерного состояния будет иметь угловое распределение, отличное от изотропного.

Процесс возбуждения ядра при аннигиляции позитрона на атомной оболочке во многом подобен процессу внутренней конверсии. В частности, сечение этого процесса также факторизуется на ядерную и электрон-позитронную части при не слишком больших энергиях позитрона. В настоящей работе представлены результаты численных расчетов электрон-позитронных факторов сечений возбуждения ядра при аннигиляции позитрона на атомной оболочке, а также факторы, определяющие ориентацию возбужденного ядра. Расчеты выполнены для энергий позитрона  $E_{+} \leq 6,5$  МэВ, когда еще справедливо длинноволновое приближение для ядерных переходов.

Впервые этот процесс рассмотрен в работе [1], где сечение возбуждения вычислено в борновском приближении и без учета конечной ширины К-дырки в атомной оболочке. В работах [2-4] экспе-

риментально исследовалось возбуждение ядра при аннигиляции позитронов на атомной оболочке с использованием сплошного спектра  $\beta_+$ . Подробное изложение теории этого процесса, а также обсуждение возможных применений его как метода исследований структуры ядра приведено в работах [5-10].

Расчетные формулы. Зафиксируем определения используемых и вычисленных далее величин. Пусть состояние атомного ядра с угловым моментом  $I$  задано суперпозицией по магнитной проекции момента  $M$  на выделенную в пространстве ось квантования:

$$\Psi_I = \sum_M \alpha_M(I) \Psi_{IM},$$

где амплитуды нормированы обычным условием

$$\sum_M |\alpha_M(I)|^2 = 1.$$

Для описания ориентации ядра вводим систему спин-тензоров ранга  $Q$  согласно определению

$$\rho_{Q\nu}(I) = \sum_{MM'} (IQM\nu | IQM'\nu) \alpha_{M'}^*(I) \alpha_M(I),$$

где  $(IQM\nu | IQM'\nu)$  - коэффициент Клебша - Гордана в обозначениях работы [11].

В начальном состоянии ансамбль ядер-мишеней, находящихся на уровне  $E_1$  с моментом  $I_1$ , предполагается неориентированным, т.е.  $\rho_{Q\nu}(I_1) = \delta_{Q0} \delta_{\nu 0}$ . В акте возбуждения  $E_1 I_1 \rightarrow E_2 I_2$  ядра в процессе аннигиляции падающего неполяризованного пучка позитронов на атомах мишени в пространстве выделена ось вдоль вектора импульса  $\vec{p}$  - пучка. В этом случае все нечетные спин-тензоры возбужденного ядра  $\rho_{Q\nu}$  ( $Q = 1, 3, 5, \dots$ ) равны нулю с точностью около  $10^{-6}$ , определяемой несохранением четности в ядрах. Для исчезающих спин-тензоров имеем ограничение осевой симметрии:

$$\rho_{Q\nu}(I_2) = \rho_{Q0}(I_2) \delta_{\nu 0} \quad (Q = 0, 2, 4, \dots).$$

Возбуждение ядра в переходе  $E_1 I_1 \rightarrow E_2 I_2$  мультипольности  $\Lambda L$  (EL или ML), вызванное аннигиляцией неполяризованного позитрона на электроны ( $n\ell j$ )-оболочки атома, будем характеризовать системой сечений для строго монохроматического пучка позитронов  $E_+ \vec{p}$ , причем сечений, отнесенных на один электрон  $V(n\ell j)$ -оболочки:

$$\sigma(\Lambda L, [n\ell j]^1, E_+ \vec{p}, I_1 \rightarrow I_2 M).$$

Вводим спин-тензоры-сечения  $\sigma_Q(\Lambda L, [n\ell j]^1, E_+ \vec{p}, I_1 \rightarrow I_2)$  и нормированные к единице спин-тензоры-ориентации, совпадающие с определенными выше  $\rho_{Q0}$ :

$$\begin{aligned} \sigma_Q(\Lambda L, [n\ell j]^1, E_+ \vec{p}, I_1 \rightarrow I_2) &= \\ &= \sum_{M_2} (I_2 Q M_2 0 | I_2 Q I_2 M_2) \sigma(\Lambda L, [n\ell j]^1, E_+ \vec{p}, I_1 \rightarrow I_2 M_2); \end{aligned}$$

$$\rho_{Q0}(I_2) = \frac{\sigma_Q(\Lambda L [n\ell j]^1, E_+ \vec{p}, I_1 \rightarrow I_2)}{\sigma(\Lambda L [n\ell j]^1, E_+, I_1 \rightarrow I_2)},$$

причем  $\sigma(\Lambda L, [n\ell j]^1, E_+, I_1 \rightarrow I_2)$  есть полное сечение возбуждения ядра на уровень  $I_2$ , или, что то же самое, спин-тензор-сечение  $\sigma_Q$  ранга нуль ( $Q = 0$ ), но в этом случае индекс  $Q$  будем опускать.

Введенные таким образом спин-тензоры-сечения можно записать в факторизованном виде

$$\begin{aligned} \sigma_Q(\Lambda L [n\ell j]^1 E_+ \vec{p}, I_1 \rightarrow I_2) &= \alpha_0^{N(L)} D(E_2 - E_1 - E_{n\ell j} - E_+) \times \\ &\times \xi_Q(\Lambda L [n\ell j]^1 E_+) u(I_1 L I_2 0, I_2 L) \left( \frac{2I_2 + 1}{2I_1 + 1} \right) \left| \langle I_2 E_2 || \Lambda L || I_1 E_1 \rangle \right|^2. \end{aligned}$$

Здесь используется резонансная функция

$$D(x) = \frac{e^2}{\alpha_0} \frac{1}{2\pi} \frac{\Gamma}{x^2 + (\Gamma/2)^2},$$

где  $\Gamma$  - полная ширина конечного состояния системы, т.е. возбужденного ядра и атомной оболочки с дыркой ( $n\ell j$ );

$$\alpha_0 = \frac{\hbar^2}{me^2} = 0,529 \cdot 10^{-8} \text{ см}; \quad \frac{e^2}{\alpha_0} = 27,2 \text{ эВ}; \quad u(a \text{ в с d, e f}) -$$

нормированная функция Рака, введенная в работе [12]:

$$N(L) = \begin{cases} -2 & \text{для } EO; \\ 2-2L & \text{для } ML \text{ и } EL \text{ (} L \neq 0 \text{)}. \end{cases}$$

Ядерные матричные элементы  $\Lambda L$ -мультиполей связаны с широко используемыми в литературе [13] приведенными вероятностями радиационных переходов соотношениями ( $L \neq 0$ )

$$e^2 \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \left| \langle I_1 E_1 \| EL \| I_2 E_2 \rangle \right|^2 = B(EL, I_1 \rightarrow I_2); \quad (1)$$

$$e^2 \frac{L}{L+1} \frac{2I_2+1}{2I_1+1} \left| \langle I_1 E_1 \| ML \| I_2 E_2 \rangle \right|^2 = B(ML, I_1 \rightarrow I_2). \quad (2)$$

Матричный элемент  $EO$ -перехода определен равенством

$$e \langle I_1 E_1 \| EO \| I_2 E_2 \rangle = \delta_{I_1 I_2} \langle I_2 M_2 | \int d\vec{r} r^2 Y_{00} \hat{\rho}_N(\vec{r}) | I_1 M_1 \rangle, \quad (3)$$

где  $\hat{\rho}_N(\vec{r})$  - оператор плотности заряда ядра<sup>X</sup>.

Электрон-позитронные факторы  $\xi_Q$  можно представить в виде двойной суммы:

$$\begin{aligned} \xi_Q(\Lambda L | n\ell j |', E_+) &= 32\pi^4 \frac{1}{2j+1} \frac{1}{2L+1} \frac{(ka_0)^{2L+2}}{[(2L+1)!!]^2} \frac{E_+ - mc^2}{mc^2} \frac{1}{(pa_0)^3} \times \\ &\times \sum_{j_2 \ell_2} \sum_{\tilde{j}_2 \tilde{\ell}_2} i^{\ell_2 - \tilde{\ell}_2} \exp \left[ i(\delta_{j_2 \ell_2} - \delta_{\tilde{j}_2 \tilde{\ell}_2}) \right] (2j_2+1) \left( \frac{2\tilde{\ell}_2+1}{2\ell_2+1} \right)^{1/2} \times \\ &\times (\tilde{\ell}_2 Q 0 0 | \tilde{\ell}_2 Q \ell_2 0) u(1/2, \tilde{\ell}_2 j_2 Q; \tilde{j}_2 \ell_2) u(Q L j_2 j; L \tilde{j}_2) R^{\Lambda L}(j_2 \ell_2) R^{\Lambda L*}(\tilde{j}_2 \tilde{\ell}_2). \end{aligned}$$

Здесь  $k = \omega/c$  - волновое число перехода  $\hbar\omega = E_+ + E_{n\ell j}$ ;  $p$  - волновое число позитрона;  $\delta_{j\ell}$  - фаза рассеяния позитрона на среднем атомном поле.

Радиальные интегралы  $EL$  - и  $ML$ -мультиполей определены равенствами ( $L \neq 0$ ):

$$\begin{aligned} R^{ML}(j_2 \ell_2) &= -i \langle j_2 \ell_2 \| MLL \| j \ell' \rangle \int_0^\infty dx h_L^{(1)}(ka_0 x) (G_{j_2 \ell_2} f_{j\ell} + F_{j_2 \ell_2} g_{j\ell}); \\ R^{EL}(j_2 \ell_2) &= \langle j_2 \ell_2 \| EL \| j \ell \rangle \left[ \int_0^\infty dx h_L^{(1)}(ka_0 x) \times \right. \\ &\times (G_{j_2 \ell_2} g_{j\ell} + F_{j_2 \ell_2} f_{j\ell}) + \int_0^\infty dx h_{L-1}^{(1)}(ka_0 x) (F_{j_2 \ell_2} g_{j\ell} - G_{j_2 \ell_2} f_{j\ell}) \left. \right] - \\ &- \sqrt{\frac{L+1}{L}} \langle j_2 \ell_2 \| MLL \| j \ell \rangle \int_0^\infty dx h_{L-1}^{(1)}(ka_0 x) (G_{j_2 \ell_2} f_{j\ell} + F_{j_2 \ell_2} g_{j\ell}), \end{aligned}$$

где  $\ell'_2 = 2j_2 - \ell_2$ .

<sup>X</sup> Видимая **неравноправность** формул (1) и (2) для  $EL$  - и  $ML$ -переходов обусловлена несколько неудачным исходным выбором определения факторов  $\xi$ , которые затем были численно табулированы в такой форме.

Для ЕО-монополя

$$R^{EO}(j_2 \ell_2) = i \frac{1}{6k\sqrt{4\pi}} \delta_{j_2 j} \delta_{\ell_2 \ell} \left( \frac{G_{j_2 \ell_2} g_{j \ell} + F_{j_2 \ell_2} f_{j \ell}}{x^2} \right)_{x=0},$$

где  $x = z/a_0$ ;  $h_\ell^{(1)}(z)$  - сферическая функция Ганкеля первого рода.

Все выражения получены в приближении, в котором состояние электронной оболочки атома и нелегящего позитрона описывается в рамках релятивистского варианта метода Хартри - Фока - Слэтера, т.е. считается, что все электроны движутся в едином атомном поле с центральной симметрией. Соответственно полевые операторы электронно-позитронного поля записываются в виде разложения по собственным функциям уравнения Дирака с этим средним полем, которое вычислялось по программам И.М.Банд и М.Б.Тржасковской [14] для фиксированной конфигурации атомной оболочки.

Радиальные компоненты волновых функций электрона ( $n \ell j$ )-оболочки атома (см. [15])

$$\Psi_{n \ell j m}(x) = \frac{1}{x} \begin{pmatrix} i g_{j \ell}(x) \Omega_{j \ell m}(\vec{n}) \\ -f_{j \ell}(x) \Omega_{j \ell' m}(\vec{n}) \end{pmatrix}$$

нормированы обычным условием

$$\int_0^\infty dx (g_{j \ell}^2 + f_{j \ell}^2) = 1.$$

Радиальные функции позитрона определены асимптотикой (для большой компоненты)

$$G_{j_2 \ell_2} \rightarrow \sin(\rho a_0 x - \ell_2 \pi/2 + \delta_{j_2 \ell_2}) \quad \text{при } x \rightarrow \infty,$$

где  $G_{j_2 \ell_2}$ ,  $F_{j_2 \ell_2}$  - решения уравнения Дирака со средним атомным потенциалом с энергией  $E = -E_+$ , принято  $G(0) > 0$ .

В выражение (4) введены обозначения угловых интегралов от шаровых спиноров  $\Omega_{j \ell m}$  электронных состояний:

$$\langle j_2 \ell_2 \| EL \| j \ell \rangle = \left[ \frac{(2L+1)(2\ell+1)}{4\pi(2\ell_2+1)} \right]^{1/2} \langle L \ell 0 0 | L \ell \ell_2 0 \rangle u(L \ell j_2 1/2; \ell_2 j);$$

$$\langle j_2 \ell_2 \| MLL \| j \ell \rangle = \frac{j_2(j_2+1) - j(j+1) + \ell(\ell+1) - \ell_2(\ell_2+1)}{\sqrt{L(L+1)}} \langle j_2 \ell_2 \| EL \| j \ell \rangle.$$

Описание таблиц. 1. Удобно для оценок переопределить факторы  $\xi_Q$  ( $Q = 2, 4, \dots$ ) через фактор сечения  $\xi_0$  (индекс 0 далее опускаем) и ввести ориентационные коэффициенты согласно равенству

$$\xi_Q(\Lambda L [n \ell j]^{\dagger} E_+) = \xi(\Lambda L [n \ell j]^{\dagger} E_+) A_Q(\Lambda L [n \ell j]^{\dagger} E_+) \quad \text{при } Q = 2, 4 \dots$$

Факторы  $\xi$  и коэффициенты  $A_Q$  приведены в приложении (табл.1-9). Все вычисления осуществлены с релятивистскими функциями электрона оболочки и позитрона, получаемыми путем численного интегрирования уравнения Дирака с единым для электрона оболочки и позитрона средним атомным потенциалом Хартри - Фока - Слэтера. Для нахождения потенциалов использована программа работы [14].

2. Первая строка таблиц содержит информацию об оболочке, с электроном которой происходит аннигиляция позитрона;  $Z$  - заряд ядра атома;  $E_I$  - теоретическое значение энергии связи для этой оболочки;  $EPS$  - относительная точность расчетов. Отметим, что приводится точность математических расчетов, которая не имеет ничего общего с теоретической точностью используемых приближений (метод Хартри - Фока - Слэтера и т.д.); точность последнего в этих задачах, по-видимому, порядка нескольких процентов (см. данные работы [10]).



Z=82, состояние 2P3/2 (EI = I.30382 + 04 эВ), EPS = 0.0010

Таблица 9

E <sub>+</sub>	E* = E <sub>+</sub> +E <sub>-</sub>	E0			E1			E2			M1		M2				
		ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	ξ	A <sub>2</sub>	A <sub>4</sub>		
0.55	1.04797+00	I	0.00+00	I	6.04-05	1.77-01	I	2.20+00	4.51-04	-1.26-03	I	1.10-04	3.00-02	I	4.19-01	-7.89-03	-1.06-02
0.63	1.12797+00	I	0.00+00	I	6.05-04	1.95-01	I	1.45+01	-6.75-04	-7.54-03	I	7.12-04	7.04-02	I	4.16+00	-2.05-02	-2.58-02
0.71	1.20797+00	I	0.00+00	I	1.25-03	2.09-01	I	2.38+01	-5.85-03	-1.81-02	I	1.15-03	1.04-01	I	8.73+00	-3.28-02	-4.08-02
0.79	1.28797+00	I	0.00+00	I	1.83-03	2.20-01	I	3.01+01	-1.39-02	-3.16-02	I	1.43-03	1.33-01	I	1.30+01	-4.50-02	-5.59-02
0.87	1.36797+00	I	0.00+00	I	2.31-03	2.30-01	I	3.48+01	-2.45-02	-4.70-02	I	1.63-03	1.58-01	I	1.70+01	-5.66-02	-7.07-02
0.95	1.44797+00	I	0.00+00	I	2.73-03	2.39-01	I	3.88+01	-3.60-02	-6.33-02	I	1.77-03	1.79-01	I	2.08+01	-6.80-02	-8.54-02
1.03	1.52797+00	I	0.00+00	I	3.08-03	2.46-01	I	4.25+01	-4.82-02	-8.01-02	I	1.99-03	1.97-01	I	2.43+01	-7.89-02	-9.96-02
1.11	1.60797+00	I	0.00+00	I	3.39-03	2.53-01	I	4.60+01	-6.08-02	-9.67-02	I	1.99-03	2.12-01	I	2.77+01	-8.94-02	-1.13-01
1.19	1.68797+00	I	0.00+00	I	3.65-03	2.59-01	I	4.96+01	-7.32-02	-1.13-01	I	2.08-03	2.24-01	I	3.11+01	-9.93-02	-1.26-01
1.27	1.76797+00	I	0.00+00	I	3.89-03	2.64-01	I	5.33+01	-8.53-02	-1.28-01	I	2.16-03	2.35-01	I	3.45+01	-1.09-01	-1.39-01
1.35	1.84797+00	I	0.00+00	I	4.10-03	2.68-01	I	5.71+01	-9.68-02	-1.43-01	I	2.23-03	2.44-01	I	3.79+01	-1.18-01	-1.51-01
1.43	1.92797+00	I	0.00+00	I	4.29-03	2.72-01	I	6.11+01	-1.08-01	-1.56-01	I	2.30-03	2.51-01	I	4.13+01	-1.26-01	-1.62-01
1.51	2.00797+00	I	0.00+00	I	4.46-03	2.75-01	I	6.53+01	-1.18-01	-1.69-01	I	2.36-03	2.58-01	I	4.48+01	-1.34-01	-1.72-01
1.75	2.24797+00	I	0.00+00	I	4.88-03	2.84-01	I	7.93+01	-1.44-01	-2.02-01	I	2.52-03	2.73-01	I	5.58+01	-1.54-01	-2.00-01
1.99	2.48797+00	I	0.00+00	I	5.22-03	2.90-01	I	9.52+01	-1.66-01	-2.29-01	I	2.66-03	2.83-01	I	6.78+01	-1.71-01	-2.24-01
2.23	2.72797+00	I	0.00+00	I	5.48-03	2.94-01	I	1.13+02	-1.83-01	-2.49-01	I	2.77-03	2.90-01	I	8.08+01	-1.85-01	-2.43-01
2.47	2.96797+00	I	0.00+00	I	5.72-03	2.98-01	I	1.33+02	-1.96-01	-2.66-01	I	2.87-03	2.95-01	I	9.50+01	-1.97-01	-2.58-01
2.71	3.20797+00	I	0.00+00	I	5.91-03	3.01-01	I	1.55+02	-2.07-01	-2.79-01	I	2.96-03	2.98-01	I	1.11+02	-2.06-01	-2.71-01
2.95	3.44797+00	I	0.00+00	I	6.07-03	3.03-01	I	1.79+02	-2.15-01	-2.89-01	I	3.04-03	3.01-01	I	1.27+02	-2.14-01	-2.82-01
3.19	3.68797+00	I	0.00+00	I	6.21-03	3.04-01	I	2.06+02	-2.22-01	-2.98-01	I	3.10-03	3.03-01	I	1.45+02	-2.21-01	-2.91-01
3.43	3.92797+00	I	0.00+00	I	6.34-03	3.06-01	I	2.34+02	-2.28-01	-3.05-01	I	3.16-03	3.05-01	I	1.65+02	-2.26-01	-2.99-01
3.67	4.16797+00	I	0.00+00	I	6.45-03	3.07-01	I	2.65+02	-2.33-01	-3.11-01	I	3.22-03	3.07-01	I	1.86+02	-2.31-01	-3.05-01
3.91	4.40797+00	I	0.00+00	I	6.56-03	3.08-01	I	2.97+02	-2.37-01	-3.16-01	I	3.27-03	3.08-01	I	2.08+02	-2.35-01	-3.11-01
4.15	4.64797+00	I	0.00+00	I	6.63-03	3.09-01	I	3.31+02	-2.40-01	-3.20-01	I	3.31-03	3.09-01	I	2.31+02	-2.38-01	-3.15-01
4.39	4.88797+00	I	0.00+00	I	6.71-03	3.10-01	I	3.68+02	-2.43-01	-3.24-01	I	3.35-03	3.10-01	I	2.56+02	-2.41-01	-3.19-01
4.63	5.12797+00	I	0.00+00	I	6.79-03	3.10-01	I	4.06+02	-2.45-01	-3.27-01	I	3.38-03	3.10-01	I	2.82+02	-2.43-01	-3.23-01
4.87	5.36797+00	I	0.00+00	I	6.85-03	3.11-01	I	4.47+02	-2.47-01	-3.30-01	I	3.42-03	3.11-01	I	3.09+02	-2.46-01	-3.26-01
5.11	5.60797+00	I	0.00+00	I	6.91-03	3.11-01	I	4.90+02	-2.49-01	-3.32-01	I	3.45-03	3.11-01	I	3.38+02	-2.47-01	-3.28-01
5.35	5.84797+00	I	0.00+00	I	6.97-03	3.12-01	I	5.34+02	-2.51-01	-3.34-01	I	3.47-03	3.12-01	I	3.68+02	-2.49-01	-3.31-01
5.59	6.08797+00	I	0.00+00	I	7.02-03	3.12-01	I	5.81+02	-2.52-01	-3.36-01	I	3.50-03	3.12-01	I	3.99+02	-2.51-01	-3.33-01
5.83	6.32797+00	I	0.00+00	I	7.06-03	3.12-01	I	6.30+02	-2.53-01	-3.38-01	I	3.52-03	3.12-01	I	4.32+02	-2.52-01	-3.35-01
6.07	6.56797+00	I	0.00+00	I	7.10-03	3.13-01	I	6.81+02	-2.54-01	-3.39-01	I	3.54-03	3.13-01	I	4.66+02	-2.53-01	-3.36-01
6.31	6.80797+00	I	0.00+00	I	7.14-03	3.13-01	I	7.34+02	-2.55-01	-3.40-01	I	3.56-03	3.13-01	I	5.02+02	-2.54-01	-3.38-01
6.55	7.04797+00	I	0.00+00	I	7.18-03	3.13-01	I	7.89+02	-2.56-01	-3.41-01	I	3.58-03	3.13-01	I	5.39+02	-2.55-01	-3.39-01

Первая колонка таблиц содержит энергию позитрона  $E_+$  в мегаэлектрон-вольтах; вторая - энергию возбуждения ядра  $E^* = E_+ + E_-$  в мегаэлектрон-вольтах, где  $E_-$  - полная энергия ( $n\ell j$ )-электрона. Далее для каждой мультипольности приведены возможные (не нулевые) электрон-позитронные факторы  $\xi$  и  $A_Q$ , вычисленные при этой энергии позитрона  $E_+$ . Принятая запись чисел соответствует печати по E-формату языка ФОРТРАН, т.е. последние три символа означают знак и величину десятичного порядка числа. Так, запись  $4.56 + 04$  соответствует  $4,56 \cdot 10^4$ , а  $2.71-01$  означает  $2,71 \cdot 10^{-1}$ .

Пример. Для атома с номером 60 (т.е. Nd) энергия связи состояния  $4s_{1/2}$  есть  $4,35969 \cdot 10^4$  эВ. При энергии  $E_+ = 2,47$  МэВ, что соответствует энергии возбуждения ядра, равной  $2,93741$  МэВ, имеем для E2-мультиполя факторы

$$\xi(E2 [4s_{1/2}]^1; 2,47 \text{ МэВ}) = 2,75 \cdot 10^4;$$

$$A_2(E2 [4s_{1/2}]^1; 2,47 \text{ МэВ}) = -2,86 \cdot 10^{-1};$$

$$A_4(E2 [4s_{1/2}]^1; 2,47 \text{ МэВ}) = -2,94 \cdot 10^{-1}.$$

Эти величины рассчитаны с точностью 0,1%.

#### Список литературы

1. Present R.D., Chen S.C. Phys. Rev., 1952, v. 85, p. 447.
2. Мукояма Т., Shimizu S. Ibid., 1972, v. 85, p. 92.
3. Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Свято В.П., Тришин В.В. Тезисы докладов XXIX совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра. Рига, Наука, 1979, с.239.
4. Watanabe Y., Мукояма Т., Shimizu S. Phys. Rev., 1979, v. C19, p. 32.
5. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Ж.Эксперим. и теор.физ., 1978, т.74, с.13.
6. Те же. Препринт ИАЭ - 2896, М., 1977.
7. Те же. Препринт ИАЭ - 3097, М., 1979.
8. Те же. Ядерная физика, 1979, № 29, с.296.
9. Те же. Ж.Эксперим. и теор.физ., 1979, т.76, с.399.
10. Те же. Ядерная физика, 1979, № 9, с.29.
11. Кондон Е., Шортли Т. Теория атомных спектров. М., Изд-во иностр.лит., 1949.
12. Jahn H.A. Proc. Roy. Soc., 1951, v. A205, p. 192.
13. Бор О., Маттельсон Б. Структура атомного ядра. М., Мир, 1972.
14. Банд И.М., Тржасковская М.Б. Препринт ЛИЯФ-92. Л., 1974.
15. Ахиезер А.И., Берестецкий В.Б. Квантовая электродинамика. М., Физматгиз, 1959.

Статья поступила в редакцию 26 февраля 1980 г.

**БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ ИНДЕКС РАБОТ,  
ПОМЕЩЕННЫХ В НАСТОЯЩЕМ ВЫПУСКЕ, В МЕЖДУНАРОДНОЙ СИСТЕМЕ СИНДА**

Element		Quan-	Labo-	Work-	Energy (eV)		Page	Comments		
S	A	tity	rato-	type	min	max				
:	:	:	ry	:	:	:	:	:		
CU	DRG		KUR	EXPT	1.0	6	5.0	17	SAVIN+ SIG(GAMMA-E),TBL	
..Ø	DIN		FEI	EXPT	5.0	6	8.0	7	SIMAKØV+ SIG(E-NUOT),TBL	
..Ø	DEL		FEI	EXPT	5.0	6	8.0	7	SIMAKØV+ SIG(E-NUOT),TBL	
..Ø	DRG		KUR	EXPT	1.0	6	5.0	17	SAVIN+ SIG(GAMMA-E),TBL	
..Ø	SIN		FEI	EXPT	5.0	6	8.0	7	SIMAKØV+ SIG(E-NUOT),TBL	
U	238	RG	..Ø	PHYS	3.0	6		3	ZENEVICH+ CALCULATIONS	
U	238	DRG	RI	EXPT	7.0	6	1.4	6	14	KAZJUGA+ FN EXCIT,SIG(NUOT-E),TBL
FU	239	RG	..Ø	PHYS	3.0	6		3	ZENEVICH+ CALCULATIONS	
FU	240	RG	..Ø	PHYS	3.0	6		3	ZENEVICH+ CALCULATIONS	

Редактор Г.В.Зубова  
Технический редактор С.И.Халиллулина  
Корректор Г.С.Платонова

Подписано в печать 25.II.80. Т21407. Формат 60x84 1/8.  
Офсетная печать. Усл.печ.л. 6,97. Уч.-изд.л. 8,0. Тираж 330 экз.  
Зак. тип. №1198 8 статей Индекс 3645.

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
119146, Москва, Г-146, аб/ящ 584

УДК 539.173.4

РАДИАЦИОННЫЙ ЗАХВАТ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЕЙ ДО 3 МэВ ДЕЛЯЩИМИСЯ ЯДРАМИ / В.А.Зеневич, А.Б.Клепацкий, В.А.Коньшин, Е.Ш.Суховицкий. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.3-7.

Рассчитаны сечения радиационного захвата нейтронов ядрами  $^{238}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  и  $^{240}\text{Pu}$  в области энергий нейтронов до 3 МэВ при использовании различных моделей плотности уровней: ферми-газа, ферми-газа с учетом коллективных мод, модели сверхтекучего ядра. Коэффициенты нейтронных проницаемостей рассчитывались методом связанных каналов. Наилучшее согласие расчетных величин с экспериментальными данными по ширинам  $\Gamma_n$  и сечениям  $\sigma_n$  получено для плотности уровней из модели ферми-газа с учетом коллективных мод (рис.2, табл.2, список лит. - 22 назв.).

УДК 539.171.017

УПРУГОЕ И НЕУПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ НЕЙТРОНОВ С ЭНЕРГИЯМИ ОТ 5 ДО 8 МэВ НА ПРИРОДНОМ МОЛИБДЕНЕ / С.П.Симаков, Г.Н.Ловчикова, О.А.Сальников и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.7-14.

Измерены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов с энергиями 4,91; 5,98; 6,98 и 8,01 МэВ на природном молибдене. Эксперимент выполнен методом времени пролета на электро-статическом ускорителе ЭП-10М с использованием газовой тритиевой мишени в качестве источника моноэнергетических нейтронов. Подробно описывается методика проведения измерений и обработки экспериментальной информации. Полученные сечения хорошо согласуются с доступными данными других авторов. Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов для шести углов рассеяния приводятся в виде таблиц (рис.3, табл.6, список лит. - 10 назв.).

УДК 539.170.012

ИЗМЕРЕНИЕ ФУНКЦИИ ВОЗБУЖДЕНИЯ РЯДА УРОВНЕЙ  $^{238}\text{U}$  В РЕАКЦИИ  $(n, n' \gamma)$  / Б.Г.Мазюла, Э.М.Козулин, Л.А.Победоносцев и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.14-16.

По  $\gamma$ -излучению, сопровождающему процесс неупругого рассеяния нейтронов, получены функции возбуждения ряда уровней  $^{238}\text{U}$  в интервале энергий падающих нейтронов 0,7-1,4 МэВ. Данные о сечениях неупругого рассеяния нейтронов на уровнях 680 и 732 кэВ совпадают с результатами других авторов, а для уровней 930, 950, 1059 и 1060 кэВ приводятся впервые (рис.2, табл.1, список лит. - 5 назв.).



УДК 539.17.02

ПОЛНЫЕ СЕЧЕНИЯ ОБРАЗОВАНИЯ  $\gamma$ -КВАНТОВ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ БЫСТРЫХ НЕЙТРОНОВ С ЯДРАМИ МЕДИ И МОЛИБДЕНА / М.В.Савин, И.Н.Парамонова, В.А.Чиркин и др. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.17-23.

Описываются результаты измерений полных (сплошная часть спектра + отдельные линии) сечений образования  $\gamma$ -квантов с энергией 1-5 МэВ в реакциях ( $n, \gamma$ ) с ядрами меди и молибдена естественного изотопного состава в диапазоне энергий нейтронов 1-10 МэВ. Измерения выполнены на линейном ускорителе электронов с использованием метода времени пролета. Приведены таблицы цифровых данных (табл.2, список лит. - 3 назв.).

УДК 539.172

СЕЧЕНИЯ НЕУПРУГОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ С АТОМНЫМИ ЯДРАМИ / В.М.Бычков, В.В.Карпов, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.24-28.

Выполнен анализ различных систематик параметров оптической модели из условия наилучшего описания экспериментальной информации по взаимодействию заряженных частиц с ядрами. Выбраны оптимальные наборы параметров оптического потенциала для широкого диапазона ядер и энергий налетающих частиц. С использованием этих параметров рассчитаны сечения поглощения и коэффициенты проницаемости ядер с  $Z \geq 20$ . Предложены аналитические формулы для аппроксимации рассчитанных сечений поглощения (рис.4, список лит. - 14 назв.).

УДК 539.172.12

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ В ФОТО-ЭМУЛЬСИОННОЙ КАМЕРЕ / А.И.Вдовин, И.Г.Голиков, И.И.Лошаков. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.29-37.

Анализируется методика измерения сечений реакций на ядрах  $^{12}\text{C}$ ,  $^{14}\text{N}$ ,  $^{16}\text{O}$  под действием изотопов с энергией 50 МэВ с привлечением сведений из международной библиотеки ядерных данных (рис.9, табл.2, список лит. - 19 назв.).



УДК 539.171.015

УГЛОВЫЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЯДЕР ОТДАЧИ  $1,2\text{H}$  ПРИ УПРУГОМ СОУДАРЕНИИ С ИОНАМИ  ${}^4\text{He}$  И  ${}^1\text{H}$  / В.А.Матусевич, В.Н.Сулема, Ю.П.Черданцев, В.Н.Шадрин. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.37-49.

Приведены угловые распределения протонов отдачи при взаимодействии с ионами  ${}^4\text{He}$ , дейтронов отдачи при взаимодействии с протонами и ионами  ${}^4\text{He}$  (табл.19, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.170.012

ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫЕ ФАКТОРЫ СЕЧЕНИЙ ВОЗБУЖДЕНИЯ ЯДРА ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ НА К-ОБОЛОЧКЕ ТЯЖЕЛЫХ АТОМОВ / Д.П.Гречухин, А.А.Солдатов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1980, вып.4(39), с.49-53.

В работе рассчитаны электрон-позитронные факторы сечений возбуждения ядра при аннигиляции позитронов на атомной оболочке, а также факторы, определяющие ориентацию возбужденного ядра (табл.9, список лит. - 15 назв.).



1 руб.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1980, вып. 4(39), I-59.