

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

---

СЕРИЯ:

Ядерные константы

ВЫПУСК

3 (52)

1983

## РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Главный редактор О.Д.КАЗАЧКОВСКИЙ

## НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

Зам. главного редактора **Л.Н.УСАЧЕВ**

*Ф.Н.Беляев, П.П.Благоволин, В.П.Вертебный, В.Я.Головня, Ю.С.Замятин, Ю.А.Казанский, С.С.Коваленко, В.Е.Колесов, В.А.Коньшин, Б.Д.Кузьминов, В.Н.Манохин, В.И.Мостовой, Г.В.Мурадян, В.Н.Нефедов, М.Н.Николаев, Ю.П.Попов, Г.Я.Труханов, В.А.Толстиков, 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, Н.Н.Жуковский, Б.С.Ишханов, Е.Г.Копанец, В.М.Кулаков, И.П.Селинов, Ю.В.Сергеенков, Ю.В.Хольнов, Н.П.Чижова, Ф.Е.Чукреев*

## ЯДЕРНО-РЕАКТОРНЫЕ ДАННЫЕ

Зам. главного редактора М.Ф.ТРОЯНОВ

*И.А.Архангельский, П.П.Благоволин, А.И.Воропаев, А.Ю.Гагаринский, Т.В.Голашвили, Л.В.Диев, В.П.Жарков, С.М.Зарицкий, Ю.А.Казанский, Е.П.Кунегин, А.А.Лукьянов, В.Ф.Любченко, В.Г.Мадеев, В.И.Матвеев, В.А.Наумов, М.Н.Николаев, Р.В.Никольский, Э.Е.Петров, Г.Б.Померанцев, Л.В.Точеный, В.В.Хромов, О.В.Шведов*

Ответственный секретарь Д.А.КАРДАШЕВ

© Физико-энергетический институт (ФЭИ), 1983

# ВОПРОСЫ АТОМНОЙ НАУКИ И ТЕХНИКИ

## Серия: ЯДЕРНЫЕ КОНСТАНТЫ

Научно-технический сборник

Выпуск 3(52)

### НЕЙТРОННЫЕ КОНСТАНТЫ И ПАРАМЕТРЫ

---

Москва ЦНИИАтоминформ 1983

---

#### СОДЕРЖАНИЕ

Бычков В.М., Паденко А.Б., Пляскин В.И. Анализ сечений ядерных реакций при средних энергиях в рамках теоретических моделей	3
Бадиков С.А., Гай Е.В., Работнов Н.С. Определение погрешностей резонансных кривых на основе Паде-ап- проксимации	11
Фёрч Г., Шмидт Д., Зелигер Д., Штраэль Т., Ловчикова Г.Н., Труфанов А.М. Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах ${}^6\text{Li}$ и ${}^7\text{Li}$ при начальной энергии 8,90 МэВ	16
Саркисов А.А., Мартемьянов И.Н., Богуславский А.М. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов ядрами железа в области энергий 0,1-0,8 МэВ	19
Ловчикова Г.Н., Сальников С.А., Симаков С.П., Сухих С.Э., Поляков А.В., Труфанов А.М. Исследование спектров нейтронов эмиссии из ${}^{235}\text{U}$ при энергии бомбардирующих нейтронов 4,9 МэВ	23
Ваньков А.А., Гостева Л.С., Украинцев В.Ф. Анализ экспериментов по пропусканию для ${}^{238}\text{U}$ в области неразре- шенных резонансов	27
Ваньков А.А., Тошков С., Украинцев В.Ф., Чан Хань Май, Янева Н. Групповые константы и характеристики структуры нейтронных сечений для ${}^{232}\text{Th}$ , ${}^{240}\text{Pu}$ , ${}^{242}\text{Pu}$ в области неразрешенных резонансов	33
Вертман Е.Г. Метрологические параметры метода запаздывающих нейтронов для анализа геологических объектов на уран	39
Балицкий А.В., Биржков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П., Сальников О.А., Трыкова В.И. Нейтронные спектры реакции ( $\alpha, xn$ )	42
Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске, в Международной системе СИДА	45



УДК 539.172.4

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ  
В РАМКАХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ

В.М.Бычков, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин

THE THEORETICAL MODEL ANALYSIS OF NUCLEAR REACTION CROSS-SECTIONS AT AVERAGE ENERGIES. The possibility of theoretical description of the cross-sections and particle emission spectra for different types of nuclear reactions are considered in the framework of multicascade statistical Hauser-Feshbach's model and exciton model. The influence of  $\gamma$ -rays competition on the possibility of particle emission during the last reaction cascade has been investigated.

Феноменологическая теория ядерных реакций при средних энергиях ( $E \leq 50$  МэВ) строится в настоящее время на различных модельных представлениях о механизме реакции. В общем случае основной вклад в полное сечение взаимодействия вносит процесс образования и последующего распада компаунд-ядра. Наиболее последовательно сечение такого процесса рассчитывается по статистической теории в рамках формализма Хаузера - Фешбаха - Молдаузера [1]. Другой класс реакции - прямые взаимодействия, которые протекают без образования промежуточной долгоживущей системы компаунд-ядра. В зависимости от условий реакции и типа взаимодействующих частиц относительные вклады различных механизмов могут меняться. Для описания той доли ядерного взаимодействия, которая остается в результате выделения компаундного механизма, в последнее время широко применяется экситонная модель предравновесного распада [2]. По-видимому, ее можно трактовать как статистический подход к описанию усредненного суммарного вклада прямых процессов [3]. Несмотря на известные недостатки этой модели, она может применяться для оценки интегрального вклада прямых процессов в широком интервале энергий и для различных типов взаимодействующих частиц.

Таким образом, в рассматриваемом диапазоне энергий налетающих частиц существует принципиальная возможность описания интегральных сечений и спектров эмиссии продуктов реакции широкого класса реакций в рамках комбинации статистической и предравновесной моделей. В настоящее время опубликовано несколько работ, в которых показана возможность хорошего описания спектров эмиссии частиц и функций возбуждения реакций в отдельных ее каналах в рамках такого подхода [4,5]. В частности, авторы настоящей работы провели теоретический анализ экспериментальной информации по нейтронным пороговым реакциям [5]. Расчеты были выполнены по испарительной модели Вайскопфа и экситонной модели Гриффина. В результате такого анализа оказалось, что удается получить удовлетворительное описание имеющихся экспериментальных данных, однако необходимо выбирать различные систематики параметров плотности уровней для описания реакций ( $n, p$ ) и ( $n, 2n$ ). Так как полученный результат может быть искажен несовершенством используемой теории (модель Вайскопфа не учитывает сохранения углового момента и четности в ядерной реакции), есть необходимость проверить эти выводы в рамках более строгой теории.

Основная цель данной работы - изучить возможности теоретического описания сечений ядерных реакций и спектров эмиссии частиц для различных типов ядерных реакций в едином подходе.

О методе и параметрах расчетов. В основе принятого здесь метода расчета сечений ядерной реакции лежит принцип разделения вероятности ядерного взаимодействия на две независимые компоненты: образование и последующий распад составного ядра и прямое взаимодействие. Сечение ядерной реакции ( $\alpha, \beta$ ) в этом подходе записывается следующим образом:  $\sigma_{\alpha\beta}(E_\alpha, E_\beta) = q \sigma_{\alpha\beta}^0(E_\alpha, E_\beta) + \sigma_{\alpha\beta}^x(E_\alpha, E_\beta)$ .

Здесь первый член суммы соответствует вероятности взаимодействия с образованием составного ядра, которая вычисляется по статистической теории; второй член описывает интегральный вклад прямых процессов, который оценивается в рамках экситонной модели. Так как расчеты компаундной части реакции проводятся с использованием коэффициентов проницаемости, полученными по одноканальной оптической модели, для перенормировки оптического сечения образования составного ядра с учетом вероятности прямых процессов вводится коэффициент  $q$ , который будет определен ниже.

Предполагается, что при больших энергиях возбуждения составного ядра происходит последовательное испарение вторичных частиц. Вероятность такого каскадного испускания частиц рассчитывается по статистической теории. Считается, что вероятность прямых процессов с испусканием двух и более частиц мала и ее можно пренебречь. Конкретные расчеты проводились по программе STAPRE [6]. В программе имеется возможность расчета до шести каскадов последовательного испускания частиц из составного ядра с учетом четырех конкурирующих каналов, в том числе и  $\beta$ -переходов. Вероятности переходов на всех рассматриваемых каскадах вычисляются с учетом законов сохранения момента и четности. Заселенность состояния с квантовыми числами  $(E', I', \pi')$  составного ядра  $i+1$  определяется величиной  $WB_{i+1}$ :

$$WB_{i+1}(E', I', \pi') \Delta E' = \sum_{I\pi} \int_{E'+B_i}^{E_{\max}} dE \overline{WB}_i(E, I, \pi) \frac{\Gamma_i(E, I, \pi; E', I', \pi')}{\Gamma(E, I, \pi)} \rho_i(E', I', \pi') \Delta E'.$$

Здесь  $\overline{WB}_i(E, I, \pi)$  - заселенность состояния  $(E, I, \pi)$  в  $i$ -м составном ядре с учетом каскадных  $\beta$ -переходов;  $B_i$  - энергия связи частицы, испускаемой из  $i$ -го составного ядра;  $\Gamma_i(E, I, \pi; E', I', \pi') / [\Gamma(E, I, \pi)]$  - вероятность рассматриваемого перехода, которая определяется через соответствующие коэффициенты проницаемости;  $\rho_i(E', I', \pi')$  - плотность уровней  $(i+1)$ -го составного ядра. Для дискретных уровней эта величина определяется следующим образом:  $\rho(E, I, \pi) = \sum_i \delta(E - E_i) \delta_{II_i} \delta_{\pi\pi_i}$ . Соотношения для вероятностей заселения состояний первого и второго составных ядер модифицированы с учетом предравновесной эмиссии частиц. Состояния первого составного ядра могут заселяться только в результате  $\beta$ -переходов с вероятностью

$$WB_1(E, I, \pi) \Delta E = q \frac{\partial \sigma_{ax}^{x\phi}(E, I, \pi)}{\partial E} \Delta E,$$

где  $q$  - фактор, учитывающий уменьшение вероятности образования равновесной фазы компаунд-ядра в результате предравновесной эмиссии. Заселенность состояний второго составного ядра в результате испускания частицы в первом каскаде реакции определяется следующим образом:

$$WB_2(E, I, \pi) \Delta E = \left\{ q \frac{\partial \sigma_{ab}^{x\phi}(E, I, \pi)}{\partial E} + \frac{\partial \sigma_{ab}^{pze}}{\partial E} \frac{[\partial \sigma_{ab}^{x\phi}(E, I, \pi)] / \partial E}{\sum_{I'\pi'} [\partial \sigma_{ab}^{x\phi}(E', I', \pi')] / \partial E} \right\} \Delta E.$$

Вероятность перехода по теории составного ядра вычисляется как

$$\frac{\partial \sigma^{x\phi}(E', I', \pi')}{\partial E} \Delta E' = \frac{\pi}{k_a^2} \sum_{I_c \pi_c} q^{I_c \pi_c} \frac{T_a^{I_c \pi_c} T_b^{I_c \pi_c}}{D_{I_c \pi_c}} \rho(E', I', \pi') S_{ab}^{I\pi} \Delta E',$$

где  $S_{ab}^{I\pi}$  - поправка на флуктуацию;

$$D_{I_c \pi_c} = \sum_{\beta' I' \pi'} \int_0^{E+Q_{ab'}} d\varepsilon_{\beta'} T_{\beta'}^{I_c \pi_c} \rho(\varepsilon_{\beta'}, I', \pi') + \sum_{I' \pi'} \int_0^E d\varepsilon_{\beta'} T_{\beta'}^{I_c \pi_c} \rho_{\beta'}(\varepsilon_{\beta'}, I', \pi').$$

Предравновесная компонента реакции вычисляется по следующему соотношению:

$$\frac{\partial \sigma_{ab}^{pze}}{\partial \varepsilon} d\varepsilon = \bar{\sigma}_a \sum_k \sum_n \theta_{(n)}^{(k)} \frac{\lambda_{z_i}^e(n, \varepsilon_z)}{\lambda(n)} d\varepsilon,$$

где  $\bar{\sigma}_a$  - сечение поглощения частицы;  $\theta_{(n)}^{(k)}$  - вероятность заселения  $n$ -экситонного состояния в результате  $k$  внутриядерных переходов;  $\lambda_{z_i}^e(n, \varepsilon_z)$  - скорость переходов из  $n$ -экситонного состояния в континуум;  $\lambda(n)$  - суммарная скорость распада. Скорость внутриядерных переходов пропорциональна квадрату эффективного матричного элемента  $/M/2$  и плотности экситонных состояний.

Скорость переходов из  $n$ - в  $(n+2)$ -экситонное состояние можно записать как  $\lambda_+(n) = 2\pi/\hbar [\bar{M}/2 \times (g^3 E^2) / (\rho + h + 1)]$ .

Матричный элемент определяется следующим образом:  $/M/2 = FM A^{-3} E^{-1}$ , где  $FM$  - параметр, подбираемый из условия описания экспериментальных данных.

Плотность экситонных состояний определяется через плотность одночастичных состояний  $g$ , которая связывается с параметром плотности уровней в модели ферми-газа:  $g = (6/\pi^2) a$ . Уменьшение вероятности образования равновесного состояния компаунд-ядра в результате предравновесной эмиссии

частиц выражается фактором  $q$ :  $q = 1 - \sum_k \sum_n \theta_{(n)}^{(k)} \frac{\lambda^e(n)}{\lambda(n)}$ ;  $\lambda^e(n) = \sum_z \int_E d\varepsilon_z \lambda^e(n, \varepsilon_z)$ .

В настоящей работе рассмотрены ядерные реакции под действием различных частиц: протонов, нейтронов и ядер  ${}^4_2\text{He}$ . В качестве расчетных параметров использовались их различные систематики, чтобы избежать подгонки параметров и исключить ее влияние на конечный результат. Параметры ферми-газовой модели плотности ядерных уровней выбирались согласно рекомендациям работ [7, 8].

Известно, что суммарный вклад прямого механизма реакции в сечение слабо зависит от индивидуальных свойств ядер. Поэтому коэффициент предравновесной эмиссии (пропорциональный матричному элементу взаимодействия) был переопределен таким образом, чтобы он не зависел от изменения параметра плотности уровней для конкретного ядра. Для этой цели использовали привязку к постоянному коэффициенту  $\alpha = /M/2 g^4 / A$ , определенному из анализа спектров эмиссии нейтронов [9] и сечений реакции  $(n, p)$  [10]. Схемы низколежащих уровней, используемые в расчетах, брали из компиляции Ледерера [11], а энергии связи нейтронов, протонов и  $\alpha$ -частиц в составном и остаточном ядрах - из работы [12].

**Анализ результатов расчета.** Как уже отмечалось во введении, интересно оценить различия результатов расчета функций возбуждения реакций и спектров испускаемых частиц, выполненных в рамках испарительной модели Вайскопфа и по соотношениям Хаузера - Фешбаха. Полученные в этих двух подходах спектры эмиссии нейтронов из реакции  ${}^{56}\text{Fe}(n, 2n)$  для значений энергий падающего нейтрона 14,5 и 20,6 МэВ приведены на рис. 1. В расчетах использовался единый набор параметров плотности уровней и оптического потенциала, что позволило достаточно корректно провести сравнение результатов. Наибольшие различия в форме спектра второго нейтрона из реакции  $(n, 2n)$  наблюдаются при начальной энергии 3,3 МэВ над порогом реакции  $(n, 2n)$ . Расчет по теории Хаузера - Фешбаха дает более низкие значения в области малых энергий вылетающего нейтрона, что связано с запретом по угловому моменту, уносимому нейтроном. Для спектра при начальной энергии 20,5 МэВ, соответствующей энергии 9,3 МэВ над порогом реакции  $(n, 2n)$ , результаты, полученные в разных подходах, достаточно хорошо согласуются. Это соответствует случаю, когда возбуждается большое число уровней остаточного ядра  ${}^{55}\text{Fe}$  и статистический подход к описанию плотности уровней оправдан.

Важную информацию с точки зрения изучения механизма реакции могут дать парциальные сечения реакции  $(n, 2n)$  с возбуждением отдельных уровней остаточного ядра. Экспериментальных результатов такого типа мало; в случае реакции  ${}^{56}\text{Fe}(n, 2n){}^{55}\text{Fe}$  можно привести только данные работы [13] по сечению заселения основного состояния ядра  ${}^{55}\text{Fe} - \sigma_0(n, 2n)$ .

Вопрос о роли закона сохранения углового момента в реакции  $(n, 2n)$  обсуждался многими авторами. В частности, в работах [14] на основе анализа мягкой части экспериментальных спектров эмиссии нейтронов сделан вывод о том, что вероятность испускания второго нейтрона в реакции  $(n, 2n)$  меньше, чем это следует только из законов сохранения энергии. Авторы работы [14] провели качественный анализ, из которого следует, что уменьшение вероятности эмиссии нейтрона может быть вызвано условием сохранения углового момента. Так как испускаемый в первом каскаде реакции нейтрон

уносит в среднем небольшую энергию и соответственно малый момент, первое остаточное ядро имеет большой угловой момент и, поскольку второй нейтрон уносит также малый момент, второе остаточное ядро должно оставаться в состоянии, имеющем высокое значение спина. Следовательно, должны происходить переходы преимущественно на уровни с большим спином, а вероятность заселения состояний с низким спином существенно уменьшается.

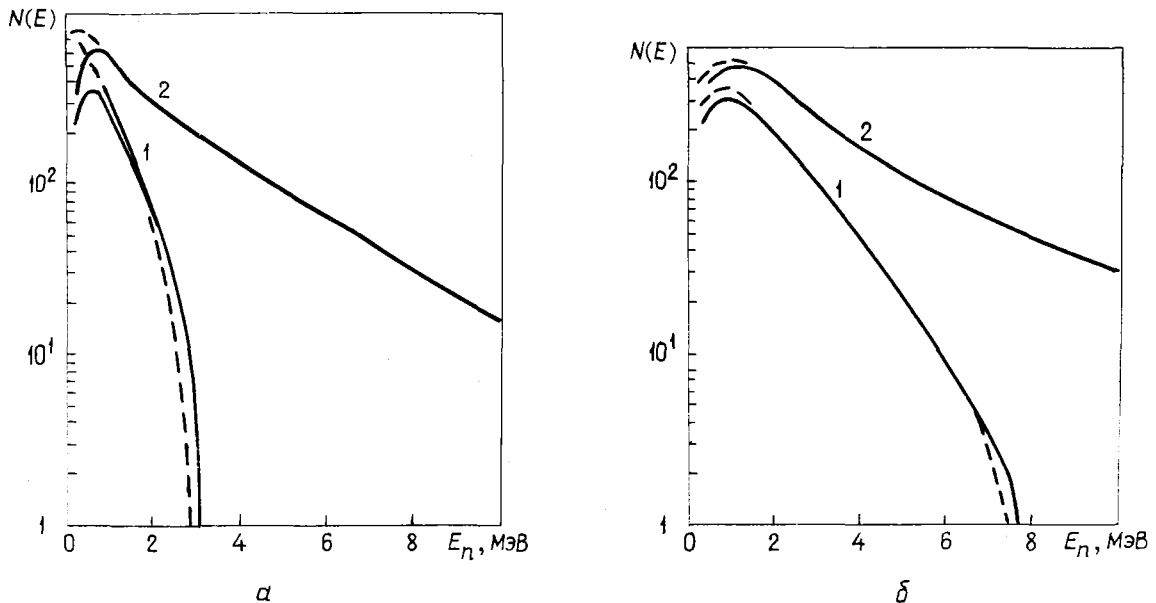


Рис.1. Результаты расчетов спектров эмиссии нейтронов из реакции  $^{56}\text{Fe} (n, 2n)$  при энергии 14,5 МэВ (а) и 20,6 МэВ (б) с параметрами плотности ядерных уровней из работы [7]: - - - - Модель Вайскопфа; - - - - формализм Хаузера - Фешбаха; 1 - спектр вторых нейтронов; 2 - суммарный спектр

На рис.2 показаны результаты теоретических расчетов вероятности заселения в реакции  $(n, 2n)$  девяти уровней остаточного ядра  $^{55}\text{Fe}$ , включая основное состояние. Видно, что преимущественно заселяются уровни с высоким значением спина, что подтверждает приведенные выше качественные рассуждения. На рис.3 величина  $\sigma_0(n, 2n)$  (перевод в основное состояние ядра  $^{55}\text{Fe}$ ) сравнивается с экспериментальными данными работы [13], которые согласуются с нашими расчетами только при энергиях 14 и 22 МэВ, причем энергетический ход кривой качественно различается.

Анализ сечений реакций в рамках формализма Хаузера - Фешбаха дает возможность корректно изучить вопрос о конкуренции процессов  $(n, xn \gamma)$  и  $[n, (x+1)n]$ . На рис.4 приведены расчетные спектры эмиссии нейтронов при начальных энергиях, равных 12, 13, 15, 18 МэВ, а также показаны результаты расчетов, не учитывающие конкуренции канала  $(n, n' \gamma)$ . Аналогичные расчеты функции возбуждения реакции  $(n, 2n)$  с учетом  $\gamma$ -конкуренции и без нее показаны на рис.5. Наибольший эффект при включении канала испускания  $\gamma$ -квантов наблюдается вблизи порога реакции  $(n, 2n)$ ; при этом изменяется даже форма спектров нейтронов эмиссии в мягкой части. При достаточно большом превышении начальной энергии нейтрона над порогом (порядка нескольких мегаэлектронвольт) влияние конкуренции  $\gamma$ -квантов мало. Эффект конкуренции  $\gamma$ -квантов на эмиссию нейтронов четвертого каскада в реакции  $^{165}\text{Ho} (\alpha, 4n)$ , когда в составное ядро вносится существенно больший угловой момент, показан на рис.6.

Не удастся одинаково хорошо описать функции возбуждения для всех рассмотренных реакций, пользуясь параметрами плотности уровней из компиляции [7] (рис.7-10). Систематически лучшее описание экспериментальных функций возбуждения реакций  $(n, p)$  получается с параметрами из работы [8], которые для остаточных ядер в каналах с вылетом протона дают большую плотность уровней. Поэтому данные расчеты подтверждают сделанный ранее в работе [5] аналогичный вывод.



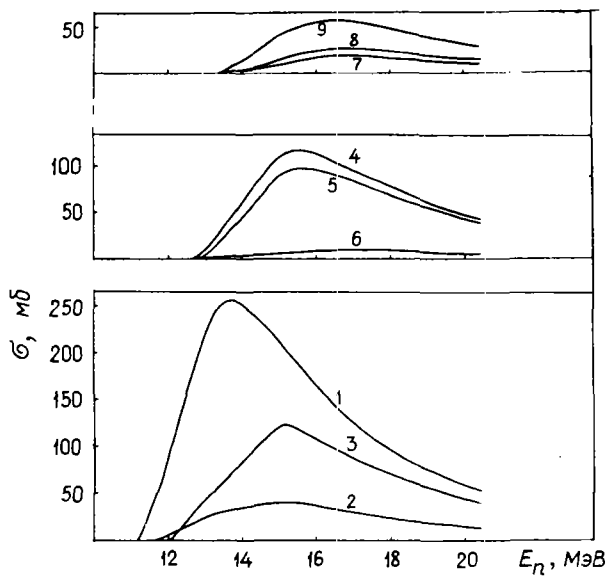


Рис. 2

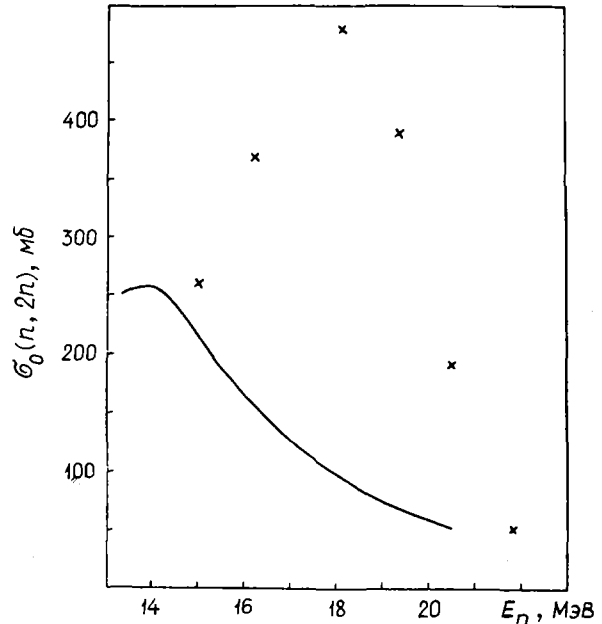


Рис. 3

Рис. 2. Функции возбуждения уровней остаточного ядра  $^{55}\text{Fe}$  в реакции  $^{56}\text{Fe}(n, 2n)^{55}\text{Fe}$ : 1 =  $0(I^{\pi} = 3/2^-)$ ; 2 =  $0,411(I^{\pi} = 1/2^-)$ ; 3 =  $0,931(I^{\pi} = 5/2^-)$ ; 4 =  $1,317(I^{\pi} = 7/2^-)$ ; 5 =  $1,408(I^{\pi} = 7/2^-)$ ; 6 =  $1,919(I^{\pi} = 1/2^-)$ ; 7 =  $2,05(I^{\pi} = 3/2^-)$ ; 8 =  $2,144(I^{\pi} = 3/2^-)$ ; 9 =  $2,212(I^{\pi} = 9/2^-)$

Рис. 3. Сравнение расчетного сечения возбуждения основного состояния ядра  $^{55}\text{Fe}$  в реакции  $^{56}\text{Fe}(n, 2n)^{55}\text{Fe}$  (сплошная кривая) с данными работы [13] (x)

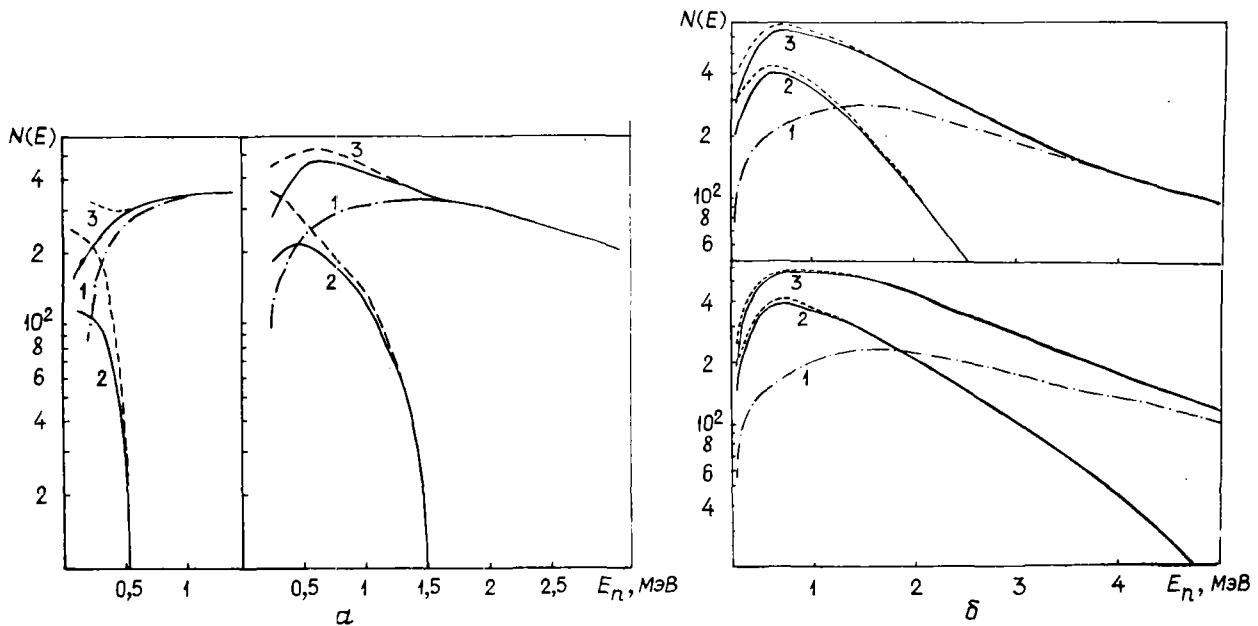


Рис. 4. Влияние конкуренции канала  $(n, n' \gamma)$  на форму спектра эмиссии нейтронов: а - при  $E_n$ , равной 12 МэВ (слева) и 13 МэВ (справа); б - при  $E_n$ , равной 15 МэВ (вверху) и 18 МэВ (внизу). Пунктир - расчет без учета конкуренции  $\gamma$ -квантов; 1, 2, 3 - спектры первого, второго нейтронов и суммарный спектр соответственно

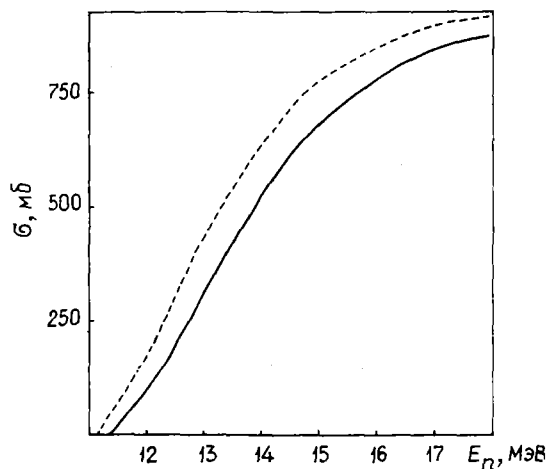


Рис.5. Влияние конкуренции  $\gamma$ -квантов на функцию возбуждения реакции  $^{56}\text{Fe}(n, 2n)^{55}\text{Fe}$  (дунктар - без учета конкуренции  $\gamma$ -канала)

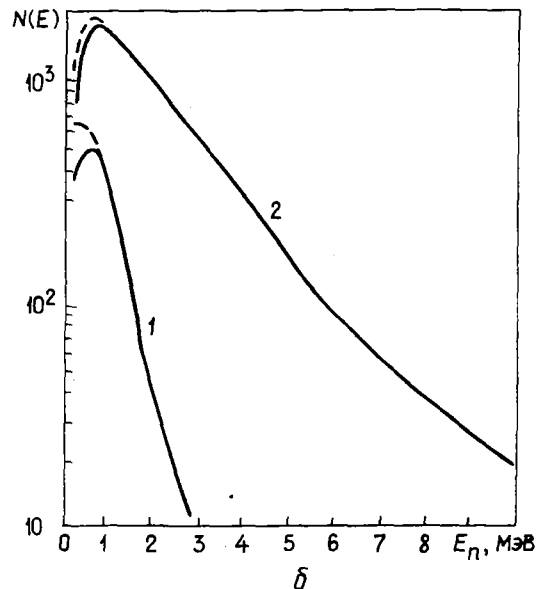
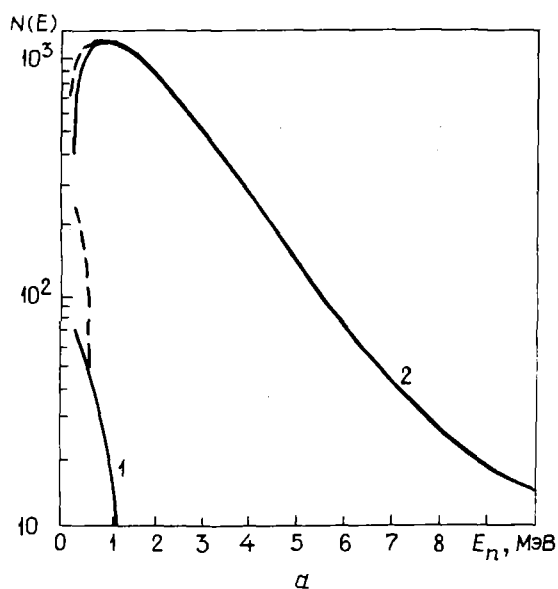


Рис.6. Влияние конкуренции канала  $(\alpha, 3n\gamma)$  на форму спектра эмиссии нейтронов в реакции  $^{165}\text{Ho}(\alpha, 4n)^{165}\text{Tm}$ : а - при  $E_\alpha = 36$  МэВ; б - при  $E_\alpha = 40$  МэВ; 1, 2 - спектр четвертых нейтронов и суммарный спектр соответственно

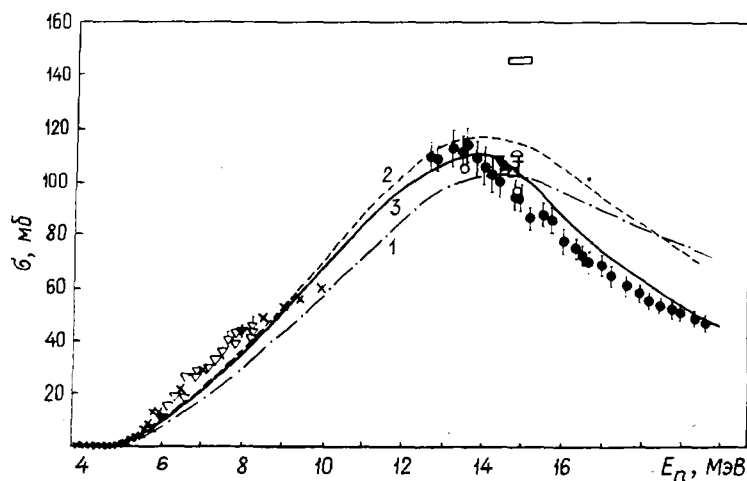
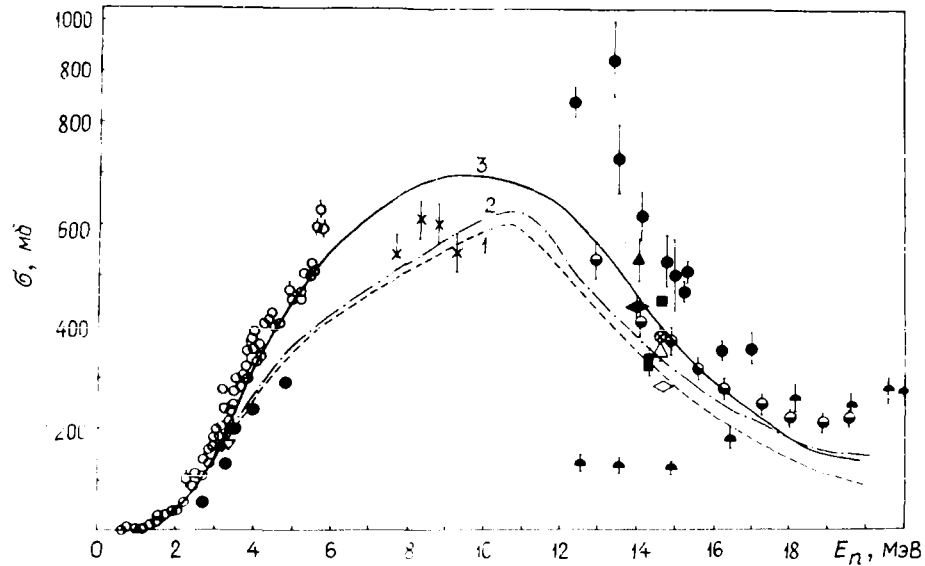


Рис.7. Функция возбуждения реакции  $^{56}\text{Fe}(n, p)^{56}\text{Mn}$ . Экспериментальные данные согласно работе [15]. Расчеты: 1 - по программе STAPRE с параметрами работы [7] и коэффициентом  $FI = 670$ ; 2 - работы [8] с  $FI = 670$ ; 3 - работа [8] с  $FI = 1330$



б

Рис.8. Функция возбуждения реакции  $^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$ . Экспериментальные данные согласно работе [15]. Расчеты: 1 - по программе STAPRE с параметрами работы [7] с  $\Gamma_M = 750$ ; 2 - то же с  $\Gamma_M = 670$ ; 3 - работы [8] с  $\Gamma_M = 670$

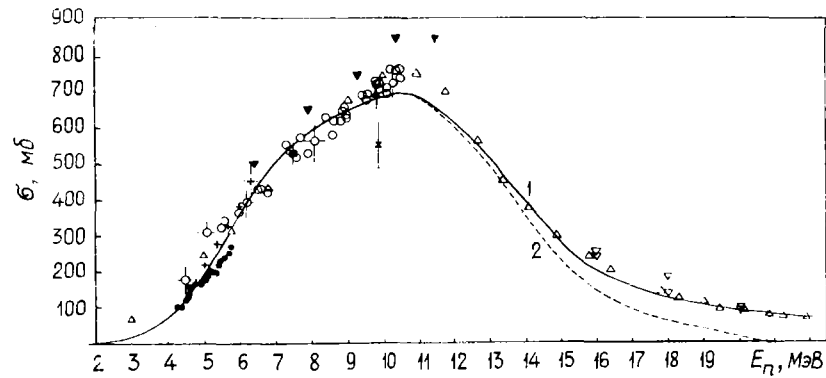


Рис.9. Функция возбуждения реакции  $^{65}\text{Cu}(p,n)^{65}\text{Zn}$ . Расчеты: 1 - по программе STAPRE с параметрами работы [7] и с учетом предравновесной эмиссии нейтронов ( $\Gamma_M = 320$ ); 2 - то же без учета эмиссии ( $\Gamma_M = 0$ )

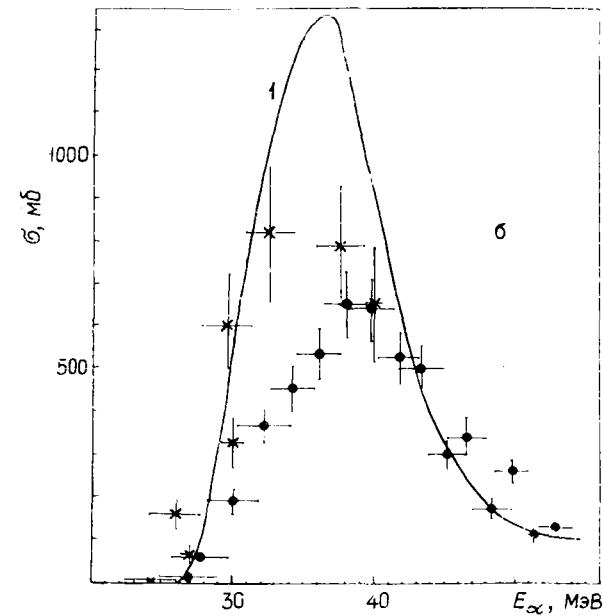
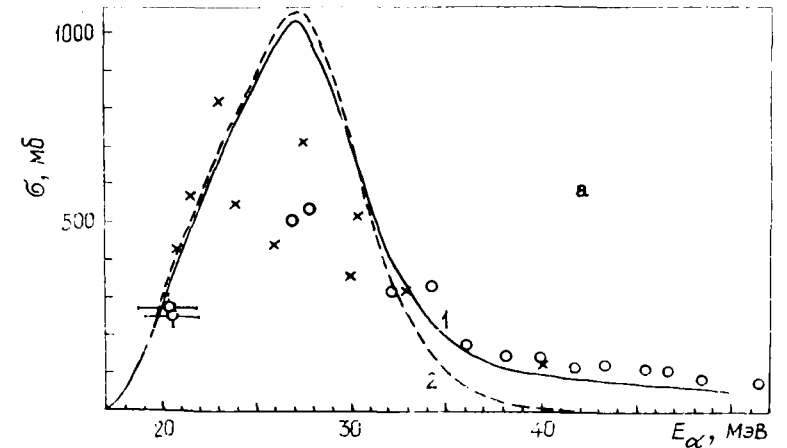


Рис.10. Функции возбуждения реакций  $^{165}\text{Ho}(\alpha 2n)^{167}\text{Tm}$  (а) и  $^{165}\text{Ho}(\alpha 3n)^{166}\text{Tm}$  (б). Экспериментальные данные согласно работам [16] (x) и [17] (•,○). Расчеты: 1 - по программе STAPRE с параметрами работы [7] и с учетом предравновесной эмиссии ( $\Gamma_M = 1500$ ); 2 - то же без учета эмиссии ( $\Gamma_M = 0$ )

Сравнивая выполненные расчеты с имеющимися экспериментальными данными, можно сделать следующие выводы:

1. В рамках принятых моделей (статистическая, оптическая и предравновесная) удовлетворительно описываются функции возбуждения реакций под действием разных налетающих частиц, причем хорошо передается как форма кривых, так и абсолютные значения сечений.

2. В области энергий возбуждения остаточных ядер, достаточно высоких для статистического подхода к описанию плотности уровней (энергия налетающих частиц составляет несколько мегаэлектронвольт над порогом реакции), результаты расчетов по испарительной модели Вайскопфа и теории Хаузера - Фешбаха согласуются. В околопороговой области реакций, где возбуждается малое число уровней и значительно сказываются запреты на квантовомеханические переходы из-за учета законов сохранения углового момента и четности состояний, модель Вайскопфа "работает" хуже.

3. Несоответствие, связанное с необходимостью выбора параметров плотности уровней из разных систематик при описании различных каналов реакции на ядрах средних масс, обнаруженное нами ранее [5], подтверждено в настоящей работе. Несоответствие заключается в том, что описание функций возбуждения реакций  $(n, xn)$  и  $(p, xp)$  получается в рамках систематики параметров плотности уровней работы [7], однако, чтобы передать энергетическую зависимость сечения реакции  $(n, p)$ , необходимо использовать данные по параметрам плотности уровней из работы [8].

Причина обнаруженного явления не ясна, однако можно назвать факторы, могущие вызвать наблюдаемый эффект:

а) используемая модель ферми-газа для описания плотности возбужденных состояний дает только некоторое приближение к реальной зависимости плотности ядерных уровней от энергии возбуждения. Поэтому возможна зависимость параметров от энергии возбуждения, а также от параметра  $(N-Z)$ , где  $N$  и  $Z$  - соответственно число нейтронов и протонов в ядре;

б) в реальных расчетах по статистической теории в качестве коэффициентов проницаемости  $T(E, U)$ , зависящих от энергии вылетающей частицы  $E$  и энергии возбуждения остаточного ядра  $U$ , берутся коэффициенты  $T(E, U = 0)$ , полученные по оптической модели. Строго говоря, эти коэффициенты должны различаться, особенно в области малых энергий частиц. Следовательно, будет различаться описание в рамках статистической теории сечений реакций с вылетом нейтронов и заряженных частиц, так как в области малых энергий коэффициенты проницаемости для заряженных частиц пренебрежимо малы из-за действия кулоновского потенциала. Вместе с тем существует неопределенность в расчетах коэффициентов проницаемости по оптической модели при малых энергиях рассеиваемых частиц;

в) в расчетах используются две различные модели: статистическая и экситонная, полученные в разных предположениях о физике процесса. В обеих моделях имеются параметры, которые закоррелированы из-за того, что при эксперименте процессы, описываемые разными моделями, не разделяются. Таким образом, всегда остается некоторая неопределенность в выборе этих параметров моделей, как следствие невозможности точно разделить вклады различных процессов в экспериментальные результаты.

#### Список литературы

1. Hauser W., Feshbach H. Phys.Rev., 1952, v.87, p.366; Moldauer P.A. Rev. Mod. Phys., 1964, v.36, p.1079.
2. Griffin J. Phys. Rev. Letters, 1966, v.17, p.478; Blann M. Ibid., 1968, v.21, p.1357.
3. Blann M. Phys. Rev., 1978, v.17, p.1871.
4. Stengl O.G., Uhl M., Vonach H. Nucl. Phys., 1977, v. A 290, N 1, p.109.
5. Бычков В.М., Пашенко А.Б. Препринт ФЭИ-699. Обнинск, 1976; Бычков В.М., Пляскин В.И. В кн.: Нейтронная физика (Материалы 4-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 18-22 апреля 1977 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1977, ч.2, с.84; Бычков В.М., Пашенко А.Б., Федоров С.В. Препринт ФЭИ-1217. Обнинск, 1981.
6. Uhl M., Strohmaier B. Report IRK - 76/01. Institute für Radiumforschung und Kernphysik. Vienna, 1976.

7. Dild W., Schantl W., Vonach H., Uhl M. Level density parameters for the back - shifted fermi gas in the mass range  $40 < A < 250$ . - Nucl.Phys., 1973, v.A 127, p.269.
8. Huizenga J.R., Igo G. Theoretical reaction cross-sections for alpha-particles with an optical model. - Ibid., 1962, v.29 (3), p.462.
9. Пляскин В.И., Трыкова В.И. Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1976, вып.21, с.62.
10. Braga - Marcazzan G.M. e.a. Phys.Rev., 1972, v.66, p.1398.
11. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes. 7-th ed. New-York, 1978.
12. Gove N.B., Wapstra A.H. Nuclear - reaction Q - values.-Nucl.Data Tables, 1972, v.II, N 2, p. 127.
13. Коркальчук В., Прокопец Г.А., Хольквист Б. Ядерная физика, 1974, т.120, с.1096; Nucl. Phys., 1978, v.A 307, p. 445.
14. Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. Взаимодействие 14-МэВ нейтронов с ядрами железа, меди и ниобия. - Препринт ФЭИ-216. Обнинск 1970; Сальников О.А., Ловчикова Г.Н., Котельникова Г.В. и др. Ядерная физика, 1970, с.1132.
15. Бычков В.М., Манохин В.Н., Пашенко А.Б., Пляскин В.И. Сечения пороговых реакций  $(n, p)$ ,  $(n, \alpha)$ ,  $(n, 2n)$ . ч.1,П. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1979, вып.1(32), с.27.
16. Martin G.C. Jr., Pilger R.C. Jr. Absolute cross-section and excitation functions for  $\alpha$  - particle - induced reactions of  $^{165}\text{Ho}$ ,  $^{164}\text{Er}$ ,  $^{166}\text{Er}$  and  $^{167}\text{Er}$ . - Nucl.Phys., 1966, v.89, p.481.
17. Sau J., Demeyer A., Chéry R. Étude expérimentale et analyse des fonctions d'excitation  $^{165}\text{Ho}(\alpha, xn)$  et  $^{169}\text{Tm}(\alpha, xn)$ . - Ibid., 1968, v.A 121, p.131.

Статья поступила в редакцию 12 мая 1983 г.

УДК 539.170.013

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ РЕЗОНАНСНЫХ КРИВЫХ  
НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АПРОКСИМАЦИИ

С.А.Бадиков, Е.В.Гай, Н.С.Работнов

PADE-APPROXIMATION BASED EVALUATION OF THE ERRORS OF THE RESONANCE CURVES. A method is considered to determine the approximant's error for the rational function fit (Pade-approximation) with the "supporting ordinates" as parameters. The choice of the supporting points is described diagonalizing the covariance matrix of the parameters. The correlation coefficient of the approximant's values in two arbitrary points is calculated. Some model problems are considered as illustrations.

Аналитическая аппроксимация часто является одним из этапов обработки экспериментальных данных, получаемых в виде одномерных функциональных зависимостей, измеренных при некотором дискретном наборе значений аргумента. Число этих значений обозначим  $N_{ex}$ . Аппроксиманта  $f_L(z, p_1, \dots, p_L)$  является функцией одного переменного  $z$ , зависящей от  $L$  параметров  $p_i$ . Вслед за получением этой функции, которое обычно осуществляется одним из вариантов метода наименьших квадратов, встает вопрос об определении погрешностей параметров  $p_i$ . В общем случае в пределе  $N_{ex} \rightarrow \infty$  ковариационная матрица параметров получается обращением информационной матрицы Фишера, составленной из производных статистической суммы по этим параметрам  $[1]$ . Но при больших значениях  $L$  эта матрица часто получается плохо обусловленной и практическое осуществление метода становится трудным.

Математически эквивалентным, но более удобным для вычислений является подход, обычно используемый в случае линейного метода наименьших квадратов, когда производится линейное разложение аппроксиманты по полиномам, ортогональным на множестве значений аргумента, при которых производятся измерения. При этом информационная матрица получается диагональной, как и обратная ей ковариационная матрица, т.е. удается обойти не только трудности, связанные с обращением плохо обусловленной матрицы, но и получить описание статистически нескоррелированными независимыми параметрами.

Для аппроксимации рациональными функциями (приближение Паде) линейный метод наименьших квадратов неприменим, а именно это приближение является наиболее естественным способом аппроксимации резонансных кривых. Разработан достаточно удобный метод построения таких приближений [2,3]. При определении погрешностей описания с помощью приближения Паде встречаются трудности, связанные с недиагональностью информационной матрицы, о которых говорилось выше. Описанию метода построения диагональной информационной матрицы в случае Паде-аппроксимации, когда нет линейного по параметрам разложения аппроксиманты, посвящена настоящая работа.

#### Информационная и ковариационная матрицы при параметризации Паде-аппроксиманты опорными ординатами

Пусть  $F_i$  (где  $i = 1, 2, \dots, N_{ex}$ ) - экспериментальные значения аппроксимируемой функции, измеренные при значениях аргумента  $z_i$ . Тогда в предположении нормального распределения с дисперсией  $\sigma_i^2$  ошибок измерений в каждой точке  $z_i$  логарифм правдоподобия  $g(F_1, \dots, F_N)$  [1] будет равен

$$\log g(F_1, \dots, F_N) = -S - \sum_{i=1}^{N_{ex}} \log \sqrt{2\pi\sigma_i^2}, \quad (I)$$

где  $S = \sum_{i=1}^{N_{ex}} [f_L(z_i) - F_i]^2 / 2\sigma_i^2$  - статистическая сумма, минимизируемая в методе наименьших квадратов. Для простоты (хотя это и не принципиально) будем считать, как предполагается обычно, значения  $\sigma_i$  фиксированными числами, так что  $\partial\sigma_i / \partial f_L(z) = 0$ . Везде в дальнейшем будем оперировать со статистической суммой, а не с логарифмом правдоподобия.

При Паде-аппроксимации  $f_L(z) = P_N(z) / Q_M(z)$ , где  $N + M + 1 = L$ ;  $P_N(z)$  и  $Q_M(z)$  - полиномы степеней  $N$  и  $M$  соответственно. Параметрами Паде-аппроксимации могут быть коэффициенты полиномов  $P_N$  и  $Q_M$ , их корни, коэффициенты подходящей цепной дроби, параметры полного разложения:

$$f_L(z) \equiv C + \sum_{i=1}^{\ell_1} a_i / (z - p_i) + \sum_{k=1}^{\ell_2} \alpha_k (z - \varepsilon_k) + \beta_k / [n_k^2 + (z - \varepsilon_k)^2],$$

которые имеют простой физический смысл при аппроксимации энергетических зависимостей нейтронных сечений в резонансной области. В работах [3,4] показано, что удобной и достаточно универсальной является параметризация опорными ординатами, когда в качестве параметров, однозначно определяющих аппроксиманту, выбирается  $L$  значений функции  $f_\nu(z)$  при некоторых, вообще говоря, произвольных значениях  $z_\nu$  (где  $\nu = 1, 2, \dots, L$ ). Гибкость этого выбора позволяет подчинять его дополнительным требованиям и в различных смыслах оптимизировать. Один из вариантов такой оптимизации, названный статистически оптимальной интерполяцией, рассматривался в работах [3,4] как для общего случая Паде-интерполяции, так и для частного случая  $M=0$ , когда она сводится к полиномиальной. Интерполяция соответствует  $L = N_{ex}$ . Оптимальные опорные абсциссы выбирались на основе требования минимизации максимума математического ожидания квадрата отклонения аппроксимирующей функции от истинной, когда погрешности опорных значений являются одинаково нормально распределенными случайными величинами.

В настоящей работе рассматривается статистическая оптимизация иного рода. Пусть  $N_{ex} > L$  и Паде-аппроксиманта находится из условия минимума статистической суммы. Требуется выбрать опорные абсциссы  $z_\nu$  так, чтобы матрица

$$A_{\mu\nu} = \frac{\partial \log g}{\partial f_L(z_\mu)} \frac{\partial \log g}{\partial f_L(z_\nu)} \quad (2)$$

(здесь усреднение ведется по распределению ошибок экспериментальных значений) была диагональна, т.е. чтобы параметры  $f_L(z_\nu) \equiv f_\nu$  были статистически независимы. Тогда квадрат погрешности аппроксиманты в произвольной точке  $z$  будет равен

$$\Delta^2(z) = \sum_\nu \left[ \frac{\partial f_L(z)}{\partial f_\nu} \right]^2 \Delta^2 f_\nu. \quad (3)$$

В работе [3] для производных  $\partial f_L(z)/\partial f_\nu$  получено следующее выражение:

$$\frac{\partial f_L(z)}{\partial f_\nu} = \frac{\prod_{\mu \neq \nu} (z - z_\mu) Q_M^2(z_\nu)}{Q_M^2(z) \prod_{\mu \neq \nu} (z_\nu - z_\mu)}. \quad (4)$$

Подстановка выражения (1) в (2) позволяет получить

$$A_{\mu\nu} = \sum_{i=1}^{N_{ex}} \frac{1}{\sigma_i^2} \left( \frac{\partial f_i}{\partial f_\mu} \frac{\partial f_i}{\partial f_\nu} \right). \quad (5)$$

Тогда для диагональности ковариационной матрицы необходимо и достаточно, чтобы

$$\sum_{i=1}^{N_{ex}} \frac{1}{\sigma_i^2} \left( \frac{\partial f_i}{\partial f_\mu} \frac{\partial f_i}{\partial f_\nu} \right) = \lambda_\mu \delta_{\mu\nu}, \quad (6)$$

т.е. производные аппроксиманты по опорным ординатам, определяемые выражением (4), должны быть ортогональны на дискретном множестве абсцисс  $z_i$  (где  $i=1, 2, \dots, L$ ) с весом  $1/\sigma_i^2$ . Тогда погрешности опорных ординат определяются соотношением  $(\Delta f_\nu)^2 = 1/\lambda_\nu$ . Покажем, что опорные абсциссы  $z_\nu$  можно выбрать таким образом, чтобы отношение (6) выполнялось. Из теории ортогональных полиномов (см., например, работу [5]) известно следующее их свойство. Пусть  $p_0(z), p_1(z), \dots, p_L(z)$  - система полиномов степеней вплоть до  $L$ , ортогональных на множестве точек  $E$  с весом  $w(z)$ ;  $z_1, z_2, \dots, z_L$  - корни полинома  $p_L(z)$ . Тогда полиномы, определяемые выражением

$$l_\nu(z) = \frac{\prod_{\mu \neq \nu} (z - z_\mu)}{\prod_{\mu \neq \nu} (z_\nu - z_\mu)}, \quad \text{где } \nu = 1, 2, \dots, L,$$

ортогональны на том же множестве с тем же весом. Таким образом, если в качестве веса выбрать  $w(z) = 1/Q_M^4(z)\sigma^2$ , а в качестве опорных точек корни  $z_\nu$  полинома  $p_L(z)$ , то производные (4) дадут диагональную матрицу (6).

Поскольку функция, параметризованная опорными ординатами, в достаточно общем случае является, очевидно, их однородной функцией первого порядка, то по теореме Эйлера об однородных функциях

$$f_L(z, f_1, f_2, \dots, f_L) = \sum_{\nu=1}^L f_\nu \left[ \frac{\partial f_L(z)}{\partial f_\nu} \right]. \quad (7)$$

Это выражение при указанном оптимальном выборе опорных точек совпадает по форме с обычным линейным разложением по системе ортогональных функций, однако фактически таковым не является, поскольку сами производные  $\partial f_L(z)/\partial f_\nu$  зависят, вообще говоря, от всех значений  $f_\nu$ . Тем не менее свойство ортогональности (6) позволяет получать диагональную ковариационную матрицу, как и в случае разложения по ортогональной системе с коэффициентами в качестве параметров. Приведем формулы, позволяющие построить сумму нужных ортогональных полиномов. Пусть по определению для произвольной функции  $\varphi$

$$\langle \varphi \rangle \equiv \sum_{i=1}^{N_{ex}} \varphi(z_i) / Q_M^4(z_i) \sigma_i^2.$$

Полином будем нормировать на единичный коэффициент при старшей степени. Тогда [5]

$$p_0 = 1; \quad p_1 = z + \alpha; \quad p_n = \left( z - \frac{\langle z p_{n-1}^2 \rangle}{\langle p_{n-1}^2 \rangle} \right) p_{n-1} - \frac{\langle z p_{n-1} p_{n-2} \rangle}{\langle p_{n-2}^2 \rangle} p_{n-2}. \quad (8)$$

Выражения (3), (4) позволяют вычислить погрешность  $\sqrt{\Delta^2(z)}$  значения построенной аппроксиманты в любой точке  $z$ . Однако погрешности оценки максимального правдоподобия значений  $f_L(z)$  в разных точках не будут, вообще говоря, независимы. Можно получить выражение для коэффициента корреляции значений  $f_L(z_1)$  и  $f_L(z_2)$  в двух произвольных точках. Подстановка (3) в определение коэффициента корреляции дает

$$\rho(z_1, z_2) = \frac{\overline{\Delta(z_1) \Delta(z_2)} - \overline{\Delta(z_1)} \overline{\Delta(z_2)}}{\sqrt{\Delta^2(z_1) \Delta^2(z_2)}} = \frac{\sum_{\mu=1}^L \frac{\partial f}{\partial f_{\mu}}(z_1) \frac{\partial f}{\partial f_{\mu}}(z_2) \overline{\Delta^2 f_{\mu}}}{\sqrt{\Delta^2(z_1) \Delta^2(z_2)}}, \quad (9)$$

где  $\Delta^2(z)$  определяется выражениями (3), (4).

### Модельные задачи

Проиллюстрируем изложенное выше на модельных примерах. Сначала рассмотрим идеализированный случай, позволяющий все выкладки выполнить в явном виде, когда измеряемая кривая представляет собой изолированный брейт-вигнеровский резонанс единичной полуширины и амплитуды в начале координат, а измерения производятся в большом числе эквидистантных точек с одинаковой, не зависящей от  $z$  погрешностью. Тогда  $Q_2(z) = 1 + z^2$ , а сумму в выражении (6) можно приблизительно заменить интегралом от  $-\infty$  до  $+\infty$ , вынеся из-под нее предварительно  $1/\sigma_i^2 \equiv 1/\sigma^2 = \text{const}$ . Пусть  $\Delta z$  - расстояние по оси абсцисс между соседними "экспериментальными" точками. Тогда  $\sum_i \varphi_i \approx \int_{-\infty}^{\infty} \varphi dz / \Delta z$ .

Брейт-вигнеровский резонанс описывается функцией, зависящей от трех параметров. В спектроскопии таковыми обычно является резонансная энергия, ширина и амплитуда. Мы же будем его параметризовать тремя опорными ординатами  $f_{0, \pm 1}$ , выбрав такую же нумерацию и для абсцисс опорных точек  $z_{0, \pm 1}$ . Встречающиеся в выкладках значения интегралов

$$I_m \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z^m dz}{(1+z^2)^4} = \frac{(m-1)(m-3)\dots}{(8-m-1)(8-m+1)\dots} \frac{5\pi}{16}.$$

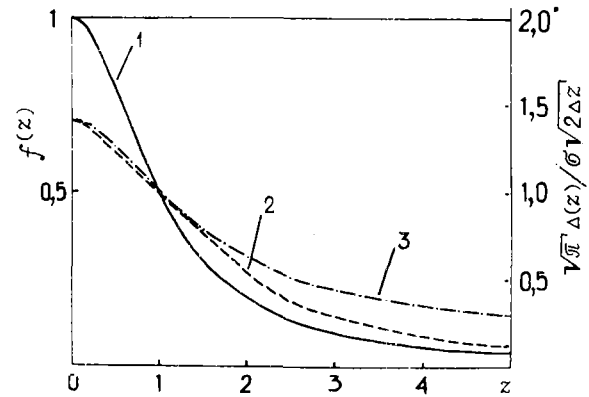
Тогда, используя выражение (8), получаем  $p_0 = 1$ ;  $p_1 = z$ ;  $p_2 = z^2 - 1/5$ ;  $p_3 = z^3 - z$ , и, следовательно корни полинома  $p_3(z)$ ,  $z_0 = 0$ ,  $z_{\pm 1} = \pm 1$ , а аппроксиманта и ее производные по опорным ординатам равны  $f(z) = 1/(1+z^2)$ ;  $\partial f / \partial f_0 = 1 - z^2 / (1+z^2)^2$ ;  $\partial f / (\partial f_{\pm 1}) = 2(z^2 \pm z) / (1+z^2)^2$ . Квадраты погрешностей опорных ординат (в единицах  $2\sigma^2 \Delta z / \pi$ )  $\Delta^2(0) = 2$ ,  $\Delta^2(1) = 1$ , а квадрат погрешности значения аппроксиманты в произвольной точке согласно выражению (3)  $\Delta^2(z) = (2\sigma^2 \Delta z / \pi) \times [(10z^4 + 4z^2 + 2) / (1+z^2)^2]$ .

Эти результаты проиллюстрированы на рис.1, где приведены также результаты расчетов для несколько более сложного случая - четырехпараметрического "резонанса с интерференционным членом", когда априори аппроксиманта имеет вид  $f_4(z) = [\alpha(z - \varepsilon) + \beta] / \gamma^2 + (z - \varepsilon)^2$ , но значения параметров  $\varepsilon = \alpha = 0$ ,  $\beta = \gamma = 1$  описывают ту же кривую, что и в предыдущем трехпараметрическом случае. Тогда систему полиномов, ортогональных с весом  $(1+z^2)^{-4}$ , необходимо строить до  $p_4(z) = z^4 - 6z^2 + 1$  с корнями  $z_{\pm 1} = \pm \sqrt{3 - \sqrt{8}}$ ;  $z_{\pm 2} = \pm \sqrt{3 + \sqrt{8}}$ . Рис.1 демонстрирует, таким образом, влияние априорной информации о резонансной кривой на статистические характеристики полученной аппроксиманты.

На рис.2 приведены значения коэффициентов корреляции для трехпараметрического резонанса, вычисленные по формуле (9) при  $z_1$ , равном 0 и 1, и  $z_2 = z$ . Следует отметить, что при  $z \rightarrow \infty$  эти коэффициенты не обращаются в нуль, а стремятся к постоянным конечным значениям.



Рис.1. Зависимость оцененной величины погрешности аппроксимации  $\Delta(z)$  от координаты для  $f(z) = 1/(1+z^2)$  в "непрерывном приближении", когда суммы (5), (6) заменяются интегралами. Кривые: 1 - аппроксиманта  $f(z)$ ; 2 и 3 - величины  $\Delta(z)$  в единицах  $\sigma\sqrt{2\Delta z/\pi}$  в предположении, что резонанс описывается априори тремя и четырьмя параметрами соответственно



В качестве второй модельной задачи была выбрана аппроксимация функции

$$f(z) = \frac{1}{(z+0,5)^2 + 0,5^2} + \frac{1+0,2z}{(z-0,5)^2 + 0,3^2}, \quad (10)$$

"измеренной" в 41-й эквидистантной точке на интервале  $[-1, 1]$  с погрешностью, которая задавалась датчиком, выбирающим случайные числа из нормального распределения со средним значением 0 и дисперсией, соответствующей стандартному отклонению в 5%. На рис.3 приведены "экспериментальные" точки и построенная аппроксиманта, а на рис.4 - отклонение аппроксимирующей функции от истинной.

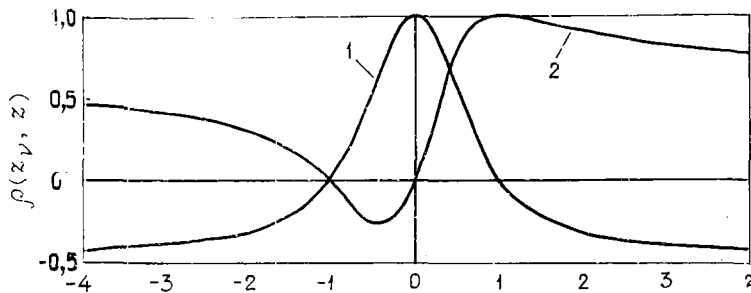


Рис.2. Коэффициенты корреляции  $\rho(z, z_\nu, z)$  значений аппроксиманты в произвольной точке  $z$  с независимыми опорными значениями при  $z_\nu = 0$  ( $\nu = 0$ ) - кривая 1,  $z_\nu = 1$  ( $\nu = 1$ ) - кривая 2

Затрихованные области соответствуют коридорам ошибок - "экспериментальному" и определяемому формулой (3). Как и следовало ожидать, точки аппроксиманты укладываются во второй, примерно вдвое более узкий коридор с вероятностью, близкой к 70%.

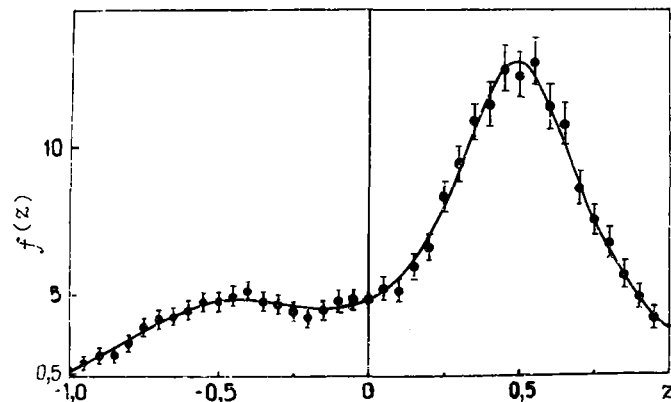


Рис.3. Результаты аппроксимации двухрезонансной кривой (10), рандомизированной с постоянной относительной погрешностью 5%. Точки - "экспериментальные" данные, сплошная кривая - аппроксиманта

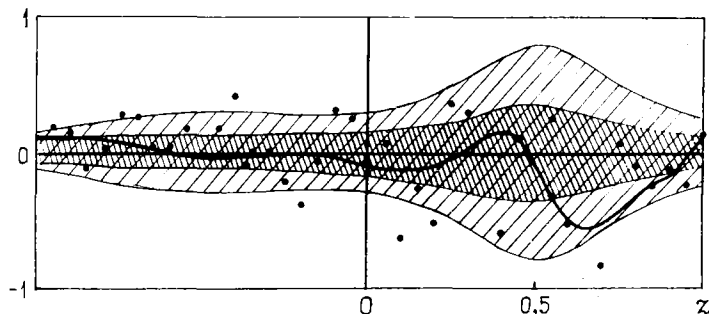


Рис.4. Отклонение аппроксиманты (сплошная кривая) от истинной функции, принимаемой за начало отсчета по вертикальной оси. Точки - "экспериментальные" данные. Одинарной штриховкой указан коридор "экспериментальных" погрешностей (5%), двойной штриховкой - оцененный по формуле (3) коридор погрешностей аппроксиманты

Из изложенного можно сделать вывод, что разложение (7) при выборе абсцисс опорных точек, гонализирующем информационную матрицу, с успехом может играть роль ортогонального разложения для аппроксимации рациональными функциями. Следует провести широкую практическую проверку этого метода.

#### Список литературы

1. Кокс Д., Хинкли Д. Теоретическая статистика. М.: Мир, 1978.
2. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Применение приближения Паде второго рода для резонансного анализа нейтронных сечений. - Препринт ФЭИ-484. Обнинск, 1975.
3. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Метод опорных ординат в обработке и анализе экспериментальных зависимостей. - Препринт ФЭИ-1328. Обнинск, 1982.
4. Виноградов В.Н., Гай Е.В., Работнов Н.С. Статистически оптимальная интерполяция полиномами. - Журнал вычислительной математики и математической физики, 1981, т.21, № 6, с.1577.
5. Сегё Г. Ортогональные многочлены. М.: Физматгиз, 1962, с.38.

Статья поступила в редакцию 21 марта 1983 г.

УДК 539.125.5.17

СЕЧЕНИЯ УПРУГОГО И НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ  ${}^6\text{Li}$  И  ${}^7\text{Li}$  ПРИ НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ 8,9 МэВ

Г.Фёрч, Д.Шмидт, Д.Зелигер, Т.Штрайль<sup>х</sup>,  
Г.Н.Довчикова, А.М.Труфанов

DIFFERENTIAL ELASTIC AND INELASTIC NEUTRON CROSS-SECTIONS FOR  ${}^6\text{Li}$  AND  ${}^7\text{Li}$  NUCLEI FOR INITIAL ENERGY 8,9 MeV. Differential cross-sections are reported for elastic and inelastic scattering of neutrons from  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$ . The neutrons source provided by the  $\text{D}(\text{d},\text{n}){}^3\text{He}$  reaction at energies 8,9 MeV. Scattered neutrons were observed over a flight path of 5 m at angles ranging from 20 to 160 deg. in 20 deg. The results are compared to predictions of previous works.

Изучение рассеяния нейтронов на изотопах лития имеет важное значение при исследовании проблем термоядерного синтеза, так как оба изотопа при облучении нейтронами испускают тритий. В случае  ${}^7\text{Li}$  получение трития связано с эмиссией неупругого рассеяния нейтронов. Поэтому исследование нейтронных выходных каналов, как и непосредственное определение выхода трития, также является важной задачей. Однако результаты измерения интегральных сечений неупругого рассеяния, полученные разными авторами, различаются на 10-60% [1-8]. Существует только одна работа [3], в которой

<sup>х</sup> Технический университет (г. Дрезден, ГДР).

проведено систематическое изучение сечений в диапазоне энергий первичных нейтронов 7-14 МэВ. В большинстве опубликованных работ приводятся только парциальные сечения, соответствующие упругому рассеянию и неупругому рассеянию при возбуждении низколежащих уровней. Данные о дважды-дифференциальных сечениях, соответствующих сплошной части нейтронных спектров, опубликованы в работах [1,4-7], но измерения, проведенные в них при различных значениях пороговой энергии, трудно сравнимы и представляют скорее оценку сечения, соответствующего этой части спектра. Заслуживает внимания работа [1], где измерения проведены при сравнительно низком пороге - 0,3 МэВ. В настоящей работе для изотопов  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  получены парциальные сечения упругого и неупругого рассеяния при начальной энергии нейтронов 8,9 МэВ.

**Эксперимент.** Измерения выполнены на тандем-ускорителе ЭП-10-1 в Центральном институте ядерных исследований (г.Россендорф, ГДР). Источником нейтронов служила реакция  $\text{D}(d, n){}^3\text{He}$  с использованием газовой дейтериевой мишени [9]. При работе ускорителя в импульсном режиме интенсивность потока нейтронов составляла  $10^8$  нейтр./с. Спектр нейтронов реакции  $(d, d)$  при указанной энергии нейтронов исследован детально и изложен в работе [10]. Регистрация нейтронов производилась с помощью мультисистемы, состоящей из восьми детекторов [11]. Пролетная база составляла около 3 м. временное разрешение - около 3 нс. Геометрические размеры и массы исследованных образцов приведены в табл.1.

Характеристики образцов лития

Таблица 1

Изотоп	Масса, г	Высота образца, см	Внешний диаметр, см	Внутренний диаметр, см	Содержание изотопа, %
${}^6\text{Li}$	8,89	3,0	3,0	1,0	90,1
${}^7\text{Li}$	9,98	3,0	3,0	1,0	С 4-кратным обеднением по ${}^6\text{Li}$

Эффективность монитора (в качестве сцинтиллятора служил небольшой кристалл стибьена) и детекторов (NE-213 с ФЭУ-63) определяли по измеренным спектрам мгновенных нейтронов спонтанного деления  ${}^{252}\text{Cf}$  [12]. Пороги нейтронных детекторов равнялись примерно 1 МэВ. Энергии падающих нейтронов контролировали по нейтронным каналам, соответствующим определенным возбужденным состояниям остаточного ядра в реакции  ${}^{12}\text{C}(n, n')$ .

Обработку нейтронных спектров проводили по программе ASYUAR [13]. Поправки на эффекты многократного рассеяния, ослабление и геометрию, которые составляли не более 10%, вводили по программе KORTUR [14].

**Результаты измерений.** Полученные парциальные сечения реакций  ${}^6\text{Li}(n, n_0)$ ,  ${}^6\text{Li}(n, n_1)$ ,  ${}^7\text{Li}(n, n_0+n_1)$  и  ${}^7\text{Li}(n, n_2)$  приведены в табл.2 и 3.

Таблица 2

Дифференциальные и интегральные сечения реакции  ${}^6\text{Li}(n, n')$ , мб/ср

$\theta$ с.ц.м град	$\sigma_{n_0}$ , мб/ср	$\theta$ с.ц.м град	$\sigma_{n_1}$ , мб/ср ( $Q = -2,18$ МэВ)
23,3	492 $\pm$ 30	23,9	12,9 $\pm$ 1,5
46,2	221 $\pm$ 12	47,3	13,9 $\pm$ 1,6
68,4	56,2 $\pm$ 4,2	69,9	10,1 $\pm$ 1,9
89,5	16,9 $\pm$ 2,9	91,3	7,3 $\pm$ 1,0
109,5	21,1 $\pm$ 2,4	111,3	8,0 $\pm$ 1,6
128,4	15,8 $\pm$ 3,2	129,9	3,7 $\pm$ 1,2
146,2	15,7 $\pm$ 2,1	147,3	4,9 $\pm$ 0,8
163,3	21,0 $\pm$ 2,2	163,9	7,7 $\pm$ 1,4
$\sigma_{\text{инт}} = 1205 \pm 50$ мб		$\sigma_{\text{инт}} = 127 \pm 10$ мб	

Таблица 3

Дифференциальные и интегральные сечения реакции  ${}^7\text{Li}(n, n')$ , мб/ср

$\theta$ с.ц.м град	$\sigma_{n_0+n_1}$ , мб/ср	$\theta$ с.ц.м град	$\sigma_{n_2}$ , мб/ср ( $Q = -4,63$ МэВ)
22,8	562 $\pm$ 32	24,4	10,6 $\pm$ 2,2
45,3	264 $\pm$ 16	48,3	7,4 $\pm$ 2,0
67,2	75 $\pm$ 6,3	71,2	6,8 $\pm$ 1,6
88,1	33 $\pm$ 3,6	92,8	6,5 $\pm$ 1,1
108,1	41,4 $\pm$ 3,4	112,8	5,4 $\pm$ 1,6
127,2	28,9 $\pm$ 3,5	131,2	7,3 $\pm$ 4,2
145,3	30,3 $\pm$ 2,8	148,3	4,6 $\pm$ 2,1
162,8	32,0 $\pm$ 2,7		
$\sigma_{\text{инт}} = 1485 \pm 65$ мб		$\sigma_{\text{инт}} = 82 \pm 20$ мб	

Из-за недостаточного энергетического разрешения спектрометра невозможно было отделить группу упругорассеянных нейтронов от группы неупругорассеянных нейтронов, соответствующей возбуждению уровня  ${}^7\text{Li}$  с энергией 0,478 МэВ.

Большинство полученных результатов неплохо согласуется с данными других авторов [3,6]. Однако наблюдается значительное расхождение парциального сечения неупругого рассеяния для реакции  ${}^7\text{Li}(n,n_2)$ , составляющего  $82 \pm 20$  мб, с интегральным сечением этой же группы по данным работы [3]  $213 \pm 8$  мб и работы [6]  $116 \pm 11$  мб. Одной из возможных причин расхождения данных может быть использование дейтронов в качестве бомбардирующих частиц. Как показывает анализ спектра первичных нейтронов из мишени, кроме нейтронов реакции (d,d) в ней присутствует примесь нейтронов реакций  ${}^{12}\text{C}(d,n)$  и  ${}^{16}\text{O}(d,n)$ . В случае реакции  ${}^7\text{Li}(n,n_2)$  трудно отделить группу неупругорассеянных нейтронов  $n_2$  от группы упругорассеянных нейтронов из-за присутствия в прямом потоке нейтронов реакции  ${}^{16}\text{O}(d,n)$ . Хотя такое разделение двух групп нейтронов было проведено с помощью программы [10], точность разделения невелика. Верхняя оценка интегрального сечения, соответствующего возбуждению состояния  $n_2$  с энергией 4,63 МэВ без отделения указанной энергии нейтронов составляет  $(113 \pm 12)$  мб. Проведенный анализ показывает, что использование реакции (d,d) для измерения упругорассеянных нейтронов требует тщательного анализа всех измеренных спектров: первичных и вторичных. Возможно, что этот факт является причиной расхождения данных работы [3], в которой также использовалась реакция (d,d) в качестве источника нейтронов, с данными работы [6] и настоящей работы. Наблюдаемое согласие сечений в пределах экспериментальных ошибок упругого рассеяния вместе с неразрешенной компонентой неупругого рассеяния нейтронов (0,478 МэВ) у разных авторов подтверждает правильность сделанного предположения о возможных причинах расхождения данных по сечению  $\sigma_{n_2}$ .

#### Список литературы

1. Lisowski P.W., Auchampaugh G.F., Drake D.M. e.a. Cross-sections for neutron-induced, neutron-producing reactions in  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  at 5,96 and 9,83 MeV. - Report LA-8342. Los-Alamos, 1980.
2. Фёрч Г., Шмидт Д., Зеллигер Д. и др. Сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  в области начальной энергии 7-10 МэВ. - В кн.: Вопросы атомной науки и техники. Сер.Ядерные константы, 1982, вып. I(45), с.7-9.
3. Hogue H.H., Von Behren P.L., Glasgow D.W. e.a. Elastic and inelastic scattering of 7 to 14 MeV neutrons from Lithium-6 and Lithium-7. - Nucl. Sci. and Engng, 1979, v.69, p.22-29.
4. Hopkins J. C., Drake D.M., Conde H. Elastic and inelastic scattering of fast neutrons from  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$ . - Nucl. Phys., 1968, v.A107, p.139-152.
5. Batchelor R., Towle I.H. The interactions of neutrons with  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  between 1,5 and 7,5 MeV. - Nucl.Phys., 1963, v.47, p.385-407.
6. Биряков Н.С., Журавлев Б.В., Корнилов Н.В. и др. Рассеяние нейтронов с энергией 9,1 $\pm$ 0,2 МэВ ядрами  ${}^7\text{Li}$ . - Атомная энергия, 1977, т.43, с.176-180.
7. Cockson I.A., Dandy D., Hopkins J.C. Scattering of 10 MeV neutrons by  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$ . - Nucl. Phys., 1967, v.A91, p.273-291.
8. Drake D.M. e.a. Report BNL-NCS-29426. Brookhaven, 1981, p.72.
9. Mittag S., Pilz W., Smidt D. e.a. Kernenergie, 1979, v.7, p.237.
10. Smidt D., Meaclorus I. e.a. AN4/NDM-9, 1974.
11. Eckstein P., Helfer H., Kätzmer D. e.a. A multi-angle detector system for fast neutron time-of-flight spectroscopy. - Nucl. Instrum. and Methods, 1980, v.169, p.533-538.
12. Adel-Fawzy M., Förtsch H., Mittag S. e.a. Kernenergie, 1981, v.24, p.107.
13. Schmidt D. e.a. Report INDC (GDR)-18/L. Vienna, 1982.
14. Engelbrecht C.A. Nucl. Instrum. and Methods, 1971, v.93, p.103-107.

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1983 г.

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ЖЕЛЕЗА  
В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИЙ 0,1-0,8 МэВ

А.А.С ар к и с о в, И.Н.М ар т е м ь я н о в, А.М.Б о г у с л а в с к и й

DIFFERENTIAL CROSS-SECTIONS FOR SCATTERING NEUTRONS WITH THE ENERGY RANGE OF 0,1-0,8 MeV BY THE  $^{56}\text{Fe}$  NUCLEI. Measured differential cross-sections for scattering neutrons with the energy range of 0,1-0,8 MeV by the  $^{56}\text{Fe}$  nuclei are represented using the angular distributions and they are approximated by the Legendre's polynomials. The experimental data are described using the parameters of the local optical Bjorklund-Fernbach potential. Cross-section differences for filtered and non-filtered neutron bundles have been calculated.

Исследование характеристик взаимодействия нейтронов с ядрами в области резонансных энергий представляет несомненный интерес как с ядерно-физической точки зрения, так и для решения практических задач. Причем помимо традиционно изучаемых интегральных характеристик поля нейтронов все больший интерес вызывает дифференциальные характеристики, в том числе исследования дифференциальных сечений рассеяния, которые содержат ценную информацию о характере взаимодействия нейтронов с ядрами, механизме протекания нейтронных реакций и структуре ядер. Кроме того, они входят в решение уравнения переноса и определяют характер угловой зависимости нейтронного потока при расчетах реакторов и радиационных защит. Поэтому необходимо стремиться к увеличению точности определения сечений, к исследованию их при малоизученных энергиях, к сужению угловых интервалов при измерениях для более достоверного определения характера угловых распределений нейтронов.

С этой целью были экспериментально исследованы дифференциальные сечения рассеяния нейтронов ядрами железа (наиболее распространенного элемента конструктивных и защитных материалов ядерно-технических установок) в энергетическом диапазоне 0,1-0,8 МэВ. Несмотря на относительно хорошую изученность взаимодействия нейтронов с ядрами железа, данные об угловых распределениях нейтронов в железе при энергиях ниже 0,35 МэВ отсутствуют вообще, а при более высоких энергиях результаты различных экспериментов имеют значительные расхождения.

Прецизионные измерения по исследованию характеристик взаимодействия нейтронов с ядрами обычно проводятся на ускорителях заряженных частиц (протонов и дейтронов), возбуждающих реакции  $T(p,n)$ ,  $Li(p,n)$ ,  $D(d,n)$ , с выходом моноэнергетических нейтронов энергий ниже 14 МэВ. Ускорители позволяют варьировать энергии заряженных частиц, а следовательно, и нейтронов в широких пределах. Вместе с тем проведенные эксперименты показали, что применение спектрально-чувствительных детекторов, спектрометров, с разделением нейтронов и  $\gamma$ -квантов электронными методами, а также коллиматоров для защиты системы источник - детектор и для снижения фоновых эффектов нейтронов в условиях "хорошей" геометрии позволяет использовать в качестве источника нейтронов ядерный реактор.

Экспериментальная установка (рис.1) построена по принципу центральной геометрии, отличительная черта которой -- вывод пучка нейтронов через коллимационные устройства. Исследования проводили на горизонтальном канале 2 исследовательского реактора ИР-100, характеристики которого приведены в работе [1]. Коллиматоры 1, 4, 5, 7 служили для формирования пучка нейтронов, размещения формирующих фильтров 3 из железа, а также для защиты блоков детектирования 8 от фоновых нейтронов и рассеянных  $\gamma$ -квантов (6 - свинцовый экран, 9 - рассеиватели из исследуемых элементов, 10 - "ловушка" нейтронов). В качестве детектора использовали сцинтилляционный счетчик на базе стльбена (30x30 мм) со схемой  $(n-\gamma)$ -разделения и дискриминацией  $\gamma$ -квантов по форме импульса. Энергетический порог установки - 0,1 МэВ при эффективности отделения нейтронов от  $\gamma$ -квантов, близкой к 100%. Степень дискриминации  $\gamma$ -квантов  $10^{-4}$ .

Энергетическое разрешение (в процентах) однокристаллического спектрометра хорошо описывается в рассматриваемом энергетическом диапазоне зависимостью  $\eta = A/\sqrt{E_n}$ , где  $A$  - постоянная (от 10 до 20), которая зависит от качества и размеров кристалла стльбена, а также может ограничиваться собственным разрешением ФЭУ (путем отбора кристалла и ФЭУ с наибольшим квантовым выходом получено  $A = 12$ );  $E_n$  - энергия нейтронов, МэВ.

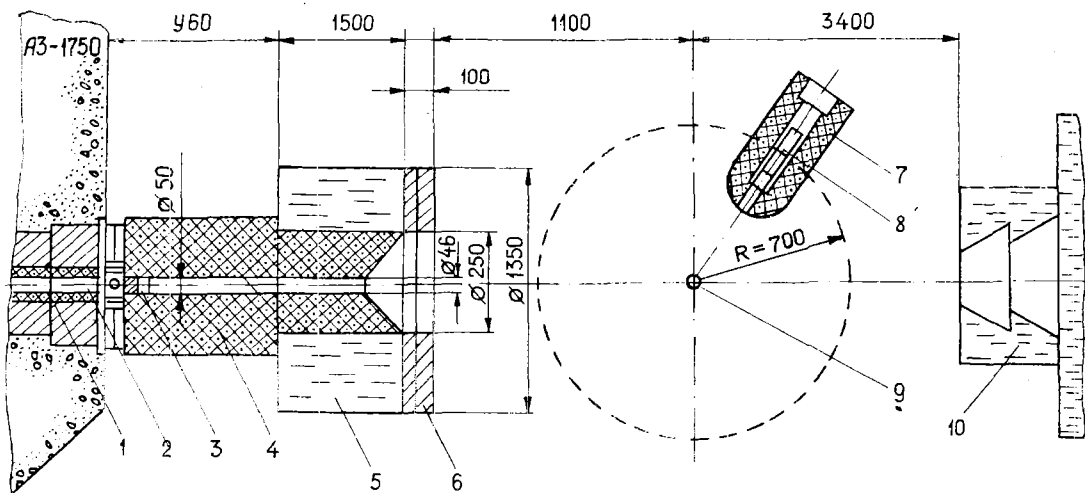


Рис.1. Схема экспериментальной установки и геометрия эксперимента

В настоящей работе проведены прямые измерения потоков нейтронов, по которым вычислялись интересные нас сечения. В упрощенной форме дифференциальные сечения рассеяния определяются выражением

$$\sigma_s(\theta) = (N_i^\theta - N_i^0) (z^2 / N_0 n S), \quad (1)$$

где  $N_i^\theta$  - скорость счета, когда детектор находится в положении для наблюдения нейтронов, рассеянных под углом при наличии рассеивателя;  $N_i^0$  - скорость счета фона с детектором, находящимся в том же положении, но без рассеивателя;  $N_i = N_i^\theta - N_i^0$  - скорость счета за вычетом фона;  $N_0$  - скорость счета, когда детектор находится в положении, обычно занимаемом рассеивателем;  $z$  - расстояние между рассеивателем и детектором;  $n$  - полное число ядер в рассеивателе;  $S$  - апертура детектора. Величины  $\theta$ ,  $n$ ,  $S$  и  $z$  в выражении (1) измеряются перед экспериментом, а в процессе только контролируются. Непосредственно же измеряются величины  $N_i^\theta$ ,  $N_i^0$  и  $N_0$ . В связи со статистическим характером взаимодействия частиц точность определения значения дифференциального сечения зависит не только от точности первой группы величин, но и от статистической достоверности величин  $N_i$  и  $N_0$ . Так как  $N_0 \gg N_i$ , практически следует учитывать статистическую погрешность только в определении  $N_i$ .

Для получения истинного значения  $\sigma_s(\theta)$  в выражение (1) введены поправки на многократное рассеяние в фильтре и рассеивателе, которые определяли моделированием эксперимента методом Монте-Карло с использованием нейтронных данных [2]. Исследования проводили на ядрах  $^{56}\text{Fe}$  (98%). В качестве рассеивателей использовали полые цилиндры с прозрачностью вдоль диаметра около 0,9; в качестве фильтров - пластины с прозрачностью около 0,1. Измерения носили многократный характер и проводились под 10 углами, которые характеризовались косинусами от -0,9 до +0,9 с интервалом 0,2. Многократность операции была использована для оценки разброса данных отдельных экспериментов в серии. Большое число углов позволило представить информацию о дифференциальных сечениях рассеяния в виде угловых распределений нейтронов для девяти фиксированных энергий: 0,13; 0,18; 0,24; 0,34; 0,41; 0,5; 0,59; 0,69; 0,80 МэВ (рис.2).

Экспериментальные результаты были аппроксимированы полиномами Лежандра. За основу взято общепринятое выражение

$$\sigma_s(\mu) = \frac{1}{4\pi} \sum_{\ell=0}^N B_\ell P_\ell(\mu), \quad (2)$$

где  $\mu$  - косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат;  $B_\ell$  - коэффициенты разложения экспериментальных угловых распределений по полиномам Лежандра;  $P_\ell(\mu)$  - полином Лежандра порядка  $\ell$ . Величины коэффициентов разложения определяли с помощью метода наименьших квадратов. При этом оптимальное число полиномов, необходимое для описания экспериментальных данных с

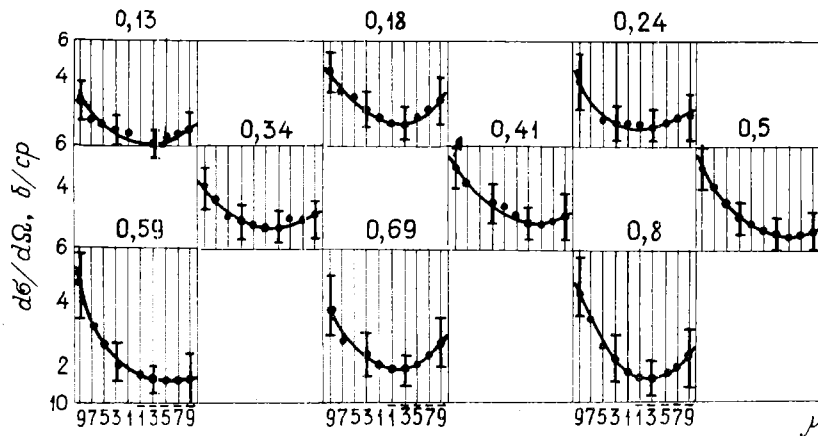


Рис.2. Угловые распределения нейтронов, рассеянных ядрами железа, и аппроксимация их полиномами Лежандра

точностью, оправданной погрешностями эксперимента, получали с помощью критерия Гаусса. Аппроксимирующие кривые представлены на рис.2 сплошными линиями. Как показали расчеты, в рассматриваемом энергетическом диапазоне угловые распределения удовлетворительно аппроксимируются полиномами Лежандра второго порядка.

Отмечены закономерности в поведении угловых распределений нейтронов в рассматриваемом энергетическом диапазоне. С увеличением энергии рассеяние в направлении "вперед" становится все более преобладающим. Этот максимум объясняется интерференцией между падающей и рассеянной волнами. Кроме ярко выраженного максимума в направлении "вперед" наблюдается отсутствие флуктуаций в области углов  $\theta > \pi/2$  и смещение минимумов в угловом распределении в эту область. С повышением энергии нейтронов угловое распределение становится все более анизотропным.

Использованная в работе методика резонансных фильтров из железа позволила вывести из пучка резонансные нейтроны и создать оптимальные условия для описания угловых распределений оптической моделью. В настоящее время основные интересы связаны с изучением прямых и коллективных эффектов и применением для анализа угловых распределений обобщенной оптической модели. Однако, учитывая характерный ход угловых распределений в рассматриваемой энергетической области, можно применить один из вариантов сферической оптической модели. В расчетах использовался локальный оптический потенциал Бьеркунда - Фернбаха [3] с фиксированными параметрами оптической модели  $V_0 = 52$  МэВ;  $W_{CJ} = (6 + 0,75E)$  МэВ;  $\alpha = 0,65$  фм<sup>2</sup>;  $\beta = 0,98$  фм;  $z_0 = 1,25$  фм. Как видно из рис.3, согласно эксперимента и расчета достаточно хорошее.

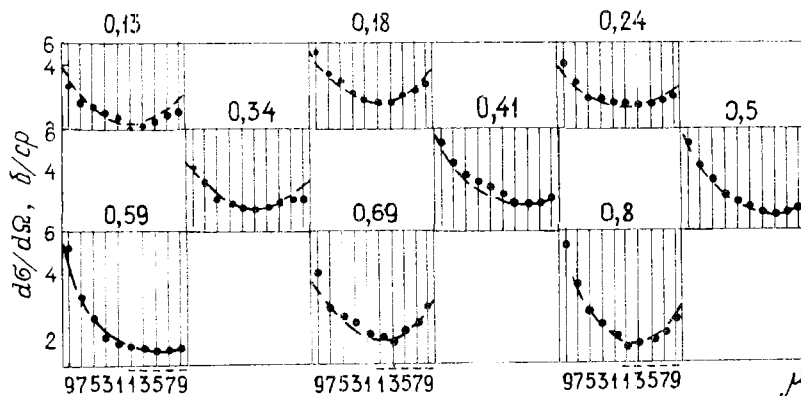


Рис.3. Угловые распределения нейтронов, рассеянных ядрами: • - эксперимент; - - - - расчет по оптической модели

<sup>x</sup> 1 фемтометр (вместо устаревшего ферми) =  $10^{-15}$  м.

В целях изучения механизма взаимодействия нейтронов с ядрами железа были проведены оценки разности сечений упругого рассеяния для нефльтрованных и фильтрованных пучков нейтронов, прошедших фильтры из железа (рис.4). Кривые 1 для каждой энергии представляют собой угловые распределения нейтронов для нефльтрованного пучка [сечение рассеяния  $\sigma_i(\theta)$ ], кривые 2 – для фильтрованного пучка [сечение рассеяния  $\sigma_i^f(\theta)$ ] и кривые 3 – разностные угловые распределения нейтронов [сечение рассеяния  $\Delta\sigma_i(\theta) = \sigma_i(\theta) - \sigma_i^f(\theta)$ ].

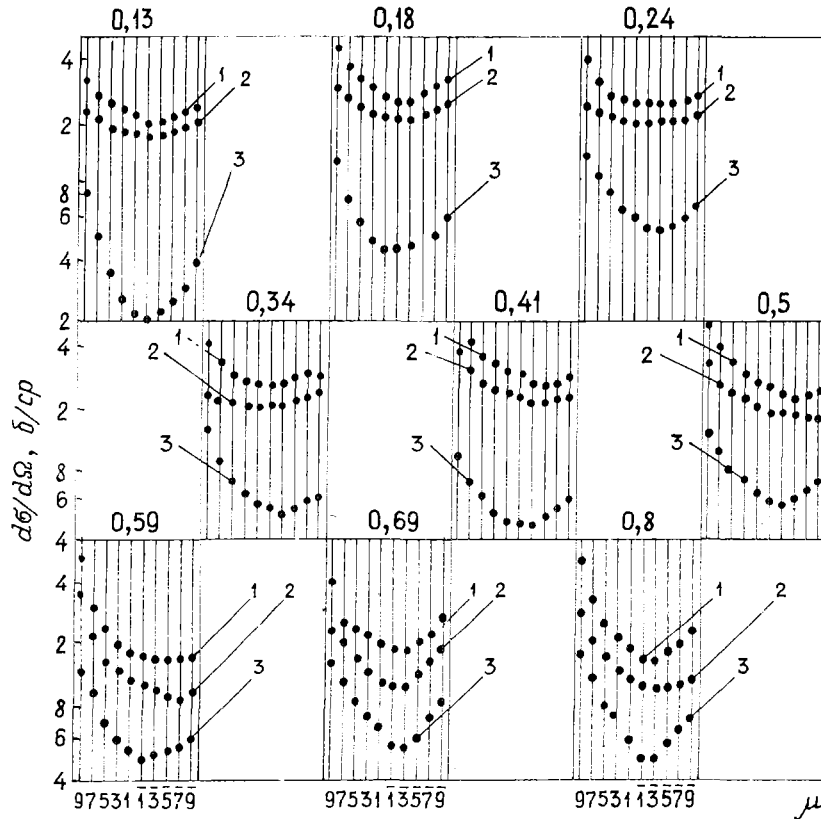


Рис.4. Угловые распределения фильтрованных и нефльтрованных нейтронов за фильтрами из железа

Разность  $\Delta\sigma_i(\theta)$  имеет четко выраженный дифракционный характер. Величины этой разности для симметричных относительно  $\theta = \pi/2$  углов отличаются более чем в 1,5 раза (т.е. за пределами всех погрешностей эксперимента). Экспериментальные данные приобретают определенный физический смысл, если рассматривать в среднем сечении упругого рассеяния как составные части среднего сечения по энергии нейтронов в промежутках между резонансами и среднее сечение в области резонансов. В этом случае каждый эксперимент по рассеянию можно представить как результат двух экспериментов по упругому рассеянию нейтронов из двух пучков с одинаковыми эффективными энергиями, но разными спектрами. Это идентично тому, что дифференциальные сечения рассеяния могли бы соответствовать двум ядрам, сильно различающимся своими размерами.

Результаты данного эксперимента в некоторой степени аналогичны результатам работы [4], а ход разностных угловых распределений подчеркивает резонансный характер рассеяния нейтронов ядрами железа. Поток нейтронов, попадающих в пучок после многократного рассеяния в фильтре, не превышал 1% полного потока в фильтрованном пучке. Статистические погрешности экспериментальных данных указаны на рис.2. Значения сечений для железа определены в эксперименте с погрешностью около 5%.

Полученные экспериментально результаты о дифференциальных сечениях рассеяния дополняют систематику данных о взаимодействии нейтронов с ядрами железа в малоизученной резонансной области энергий 0,1–0,8 МэВ.



## Список литературы

1. Константинов Л.В., Мартемьянов И.Н., Николаев В.А. и др. Экспериментальное изучение характеристик исследовательского реактора ИР-100. - Атомная энергия, 1970, т.29, вып.6, с.453-454.
2. Garber D., Kinsey R. Neutron Cross-Sections, ENL-325. 1976, v.2.
3. Bjorklund F., Fernbach S., Sherman M. Local potential and parameters of the optical model for interpretation of the elastic neutron scattering. - Phys.Rev., 1958, v.109, p.1295.
4. Мороз В.М., Зубов Ю.Г., Лебедева Н.С. О двух механизмах упругого рассеяния в оптической модели ядра. - Ядерная физика, 1973, т.17, вып.4, с.134.

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1983 г.

УДК 539.125.5.17

### ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ЭМИССИИ ИЗ $^{235}\text{U}$ ПРИ ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРУЮЩИХ НЕЙТРОНОВ 4,9 МэВ

Г.Н.Д овчикова, О.А.С альников, С.П.С имаков,  
С.Э.С ухих, А.В.П оляков, А.М.Т руфанов

THE INVESTIGATION OF NEUTRON SPECTRA FROM  $^{235}\text{U}$  AT INCIDENT NEUTRON ENERGY OF 4,9 MeV. The energy spectra of secondary neutrons from  $^{235}\text{U}$  have been measured at incident neutron energy of 4,9 MeV. The experiment was carried out by means of the time-of-flight technique with pulsed-beam proton tandem accelerator and gas tritium target as a neutron source. The emission neutron energy spectra were measured at six angles:  $30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 90^\circ, 120^\circ, 150^\circ$ , to incident neutron beam. The double differential inelastic cross-section was obtained by subtraction Maxwellian form of prompt fission neutron spectrum from secondary neutron spectra at each angle. The integral inelastic cross-section obtained is equal  $2,21 \pm 0,44$  b.

Измерение дифференциальных и интегральных характеристик взаимодействия быстрых нейтронов с ядрами делящихся элементов имеет большое значение как с практической, так и с научной точек зрения. Необходимость этих данных для расчета быстрых критических сборок и реакторов не раз отмечалась в списках требуемых ядерных данных [1,2]. Экспериментальные исследования этих процессов важны также для выяснения механизма ядерных реакций и структуры ядер. Накопленный к настоящему времени экспериментальный материал невелик. Настоящая работа предпринята с целью измерить спектр вторичных нейтронов, возникающих при бомбардировке  $^{235}\text{U}$  нейтронами с энергией 4,9 МэВ.

Эксперимент. Исследование спектров нейтронов эмиссии из  $^{235}\text{U}$  проведено методом времени пролета на спектрометре, описанном в работе [3]. Источником моноэнергетических нейтронов являлась газовая тритиевая мишень, бомбардируемая импульсным пучком протонов на ускорителе ЭПТ-10М. Конструкция и характеристики мишени приведены в работе [4]. Частота следования протонных импульсов составляла 5 МГц, ширина около 1 нс, средний ток протонов на мишень составлял 1 мкА. Энергия нейтронов, вылетающих из мишени, была равна  $4,9 \pm 0,06$  МэВ. Ширина канала спектрометра в измерениях составляла 0,431 нс, интегральная нелинейность - 0,4%, временное разрешение - 3 нс на половине высоты пика мгновенных  $\beta$ -квантов, что при энергиях нейтронов 1, 3 и 5 МэВ соответствовало энергетическому разрешению 40, 200 и 440 кэВ.

Образец (рассеиватель) из  $^{235}\text{U}$  90%-ного обогащения, выполненный в виде полого цилиндра с внешним диаметром 45 мм, внутренним диаметром 40 мм и высотой 50 мм, содержал 1,215 моль ядер  $^{235}\text{U}$ . Рассеиватель располагался под углом  $0^\circ$  к пучку протонов на расстоянии 17 см от центра газовой тритиевой мишени.

Нейтроны из рассеивателя регистрировались сцинтиляционным детектором на пролетной базе 200 см. Детектор представлял собой кристалл стибьена диаметром 6,3 см и высотой 3,9 см, про-

смагиваемый ФЭУ-30. При этом использовалась схема ( $n-\gamma$ )-разделения по форме электрического сигнала, что позволяло существенно подавить фон  $\gamma$ -квантов. Детектор был помещен в защиту из гидрида лития, парафина и полиэтилена [3] для подавления фона нейтронов, рассеянных стенами помещения и летящих непосредственно из мишени. Защита, перемещаясь по дуге с центром в месте установки образца, может располагаться под разными углами к падающему на рассеиватель потоку нейтронов. Порог регистрации нейтронов составлял 0,5 МэВ.

В качестве монитора потока нейтронов, падающих на образец, использовали сцинтилляционный детектор, аналогичный основному, но с меньшим кристаллом стибьбена (диаметр 4,0 см и высота 2,0 см), установленный без защиты и измеряющий временной спектр нейтронов из мишени. Монитор, защищенный от потока  $\gamma$ -квантов свинцом толщиной 5 см, располагали на расстоянии 350 см от мишени под углом  $50^\circ$  к протонному пучку. Выход нейтронов из мишени контролировался волновым счетчиком, расположенным на расстоянии 300 см от мишени под углом  $90^\circ$  к протонному пучку. Кроме этого, интегратором тока контролировался полный заряд (число) протонов, упавших на мишень.

**Измерения и обработка.** В настоящей работе проведены измерения спектров нейтронов эмиссии из  $^{235}\text{U}$  под углами  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$ ,  $150^\circ$  при энергии падающих нейтронов 4,9 МэВ. Для уменьшения влияния нестабильности работы ускорителя и электронной аппаратуры на результаты измерений спектры для каждого угла измеряли 20 раз по 20 мин. Стабильность работы ускорителя и электронных устройств контролировали по форме и положению нейтронного пика монитора, по форме спектра прямого потока нейтронов и стабильности положения пиков прямого пучка нейтронов и мгновенных  $\gamma$ -квантов соответственно детектора в мониторинговом канале и основного детектора.

Процедура измерения заключалась в определении спектров с рассеивателем (эффект с фоном) и в определении фона при фиксированном числе протонов, попавших в мишень. Одновременно монитором измерялся спектр нейтронов мишени. Были также определены эффект с фоном и фон без трития в мишени. Вклад в спектры эмиссии нейтронов, возникающих в образце при измерениях с вакуумированной мишенью, оказался мал (единицы отсчетов на канал) и в обработке учитывался как составляющая постоянного фона.

Для определения абсолютных величин измеряли спектр нейтронов, рассеянных ядрами водорода на угол  $45^\circ$  к падающему пучку нейтронов. В качестве рассеивателя при этом использовали цилиндр из полиэтилена  $\text{CH}_2$  диаметром 10 мм и высотой 50 мм с числом ядер  $3,117 \cdot 10^{23}$ . Для определения формы пика упругорассеянных нейтронов измеряли спектр нейтронов из мишени под углом  $0^\circ$ .

Эффективность регистрации нейтронов детектором определяли экспериментально измерением спектра нейтронов спонтанного деления  $^{252}\text{Cf}$ , форма которого удовлетворительно описывалась распределением Максвелла с параметром  $T = 1,42$  МэВ. При этих измерениях камеру деления со слоем  $^{252}\text{Cf}$  помещали в месте расположения рассеивателя. Эффективность детектора также была рассчитана по программе [5] для кристалла стибьбена. В области энергий выше 8 МэВ использовали расчетную кривую, так как точность экспериментального определения эффективности была недостаточной. На рис. I приведена зависимость эффективности детектора от энергии нейтронов. Отличие экспериментальных данных от расчетных при малых энергиях определяли по влиянию на эффективность схемы подавления  $\gamma$ -квантов. Из измеренных спектров вычитали коррелированный и некоррелированный фон. Первая компонента фона была отнормирована по площади под пиком на спектре монитора. Вторую компоненту определяли по среднему числу отсчетов в каналах, расположенных в области энергий около 20 МэВ, где практически отсутствовали нейтроны деления, вызванного импульсным пучком нейтронов.

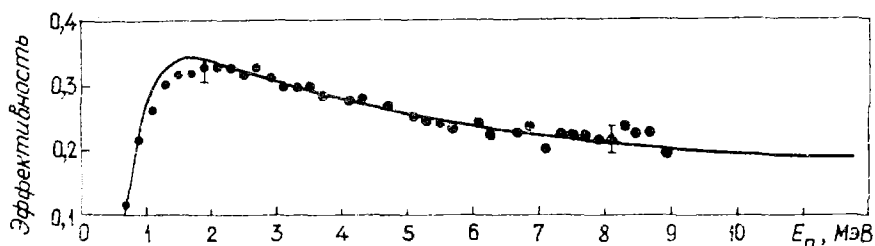


Рис. I. Эффективность регистрации нейтронов детектором по спектрам нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  (•) и расчет по программе [5] (кривая)

Аппаратурные спектры представлены на рис.2. Отделение пика упругорассеянных нейтронов проводили с учетом формы прямого потока нейтронов из мишени на детектор. Для этого по прямому пика определяли границы областей на аппаратурном спектре, где вклад упругорассеянных нейтронов становился меньше статистического разброса, и между этими областями проводили интерполяцию спектра по параболе в область упругого пика. Полученный таким образом временной спектр нейтронов эмиссии переводили в энергетическую шкалу с учетом эффективности детектора.

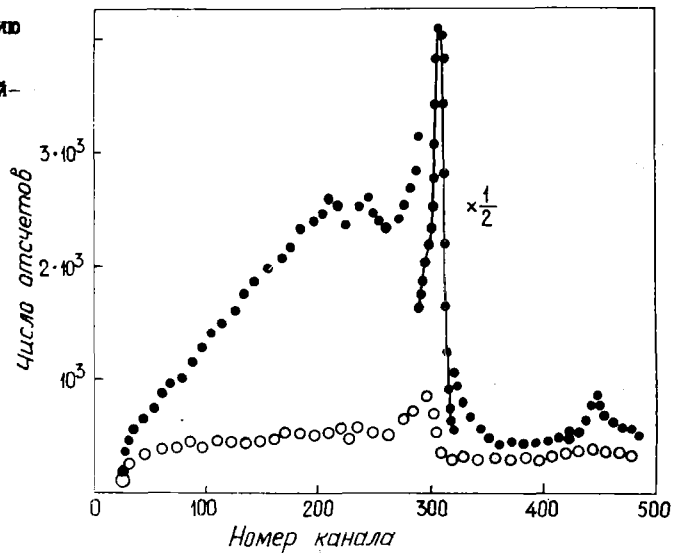


Рис.2. Аппаратурные спектры с образцом  $^{235}\text{U}$  (●) и без него (○)

Основными компонентами полной погрешности измеренных спектров эмиссии являются кроме статистической ошибки погрешность определения эффективности детектора, неопределенность отделения процесса упругого рассеяния, ошибки, связанные с конечными размерами образца и детектора и погрешность определения положения  $\gamma$ -пика. Расчет погрешности определения эффективности по спектру нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  дает величину ошибки эффективности детектора 4-6%. Погрешность, связанная с вычитанием упругого пика в области 3,8-5,5 МэВ, дает ошибку около 11%. Статистическая погрешность составляет 1-2% в области до 3,8 МэВ и возрастает от 5 до 20% в области выше 5,5 МэВ. Погрешность определения положения пика  $\beta$ -квантов (0,5 канала) и неопределенность пролетного расстояния дают ошибку в спектре 1%. Абсолютные значения спектров извлекали с помощью привязки к сечению  $(n,p)$ -рассеяния [6]. При этом в спектры, измеренные с полиэтиленовым образцом, вводили поправку на ослабление нейтронного потока и многократное рассеяние. Поправки на ослабление и многократное рассеяние в образце  $^{235}\text{U}$  не вводили, так как оценки, сделанные в работах [7,8], показывают, что ими можно пренебречь для образцов, подобных используемому в настоящей работе.

**Результаты измерений.** Спектры эмиссии нейтронов, полученные для углов  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $90^\circ$ ,  $120^\circ$  и  $150^\circ$ , были проинтегрированы по углам и энергиям. При энергии падающих нейтронов 4,9 МэВ кроме упругого взаимодействия  $\sigma_{el}$  значительный вклад в полное сечение  $\sigma_t$  дают процессы неупругого рассеяния  $\sigma_{n,n'}$  и деления  $\sigma_{n,f}$  [9]. Поэтому можно считать, что полученное значение проинтегрированных спектров складывается из двух компонентов:  $N = \sigma_{n,n'} + \bar{\nu}_p \sigma_{n,f}$ , где  $\bar{\nu}_p$  - среднее число мгновенных нейтронов деления, испущенных в одном акте деления [10]. В настоящей работе получено значение  $N = 5,45 \pm 0,44$  б.

Для извлечения интегрального сечения неупругого рассеяния  $\sigma_{n,n'}$  были взяты значения  $\bar{\nu}_p = 3,03 \pm 0,06$  [10] и  $\sigma_{n,f} = 1,07 \pm 0,01$  б [11]. В результате сечение неупругого рассеяния на ядрах  $^{235}\text{U}$  при энергии нейтронов 4,9 МэВ составило  $2,21 \pm 0,44$  б, что, как видно из рис.3, находится в удовлетворительном согласии с результатами измерений [12-14]. Спектры нейтронов для отдельных углов и интегральный спектр нейтронов содержат в области энергий ниже 4,9 МэВ вклад из упругорассеянных нейтронов и мгновенных нейтронов деления, выше 4,9 МэВ - только нейтроны деления.

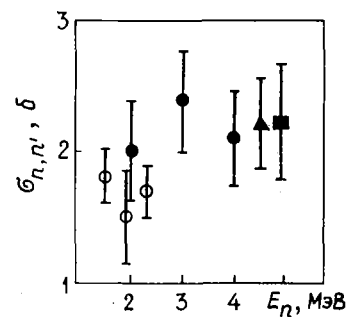


Рис.3. Сечения неупругого рассеяния при различных энергиях падающих нейтронов, измеренные в работах: ▲ - [15]; ● - [13]; ○ - [14]; ■ - настоящей

Для получения дважды-дифференциальных сечений неупругого рассеяния  $\partial^2\sigma/\partial E\partial\Omega$  из измеренных под разными углами спектров был вычтен спектр мгновенных нейтронов деления в форме распределения Максвелла:  $A E^{1/2} \exp(-E/T)$ . При этом предполагалось, что угловая зависимость формы спектра и абсолютной величины эмиссии нейтронов деления в пределах точности эксперимента несущественна [16]. Нормировочная константа распределения Максвелла определялась как

$$A = \frac{1}{4\pi} \frac{2\bar{v}_p \sigma_{n,f}}{\pi^{1/2} T^{3/2}},$$

где  $\sigma_{n,f} = 1,07 \text{ б}$  - сечение деления  $^{235}\text{U}$  при энергии падающих нейтронов 4,9 МэВ [11];  $T = 1,38 \text{ МэВ}$  - температура спектра нейтронов деления. Значение температуры вычислено из соотношения  $\bar{E}_n = 3T/2$  при значении средней энергии спектров нейтронов деления  $\bar{E}_n = 2,09 \text{ МэВ}$ , полученном в работе [15] для спектра деления при энергии падающих нейтронов 7 МэВ. На рис.4 приведен энергетический спектр нейтронов эмиссии, измеренный под углом  $90^\circ$  к пучку первичных нейтронов, распределение Максвелла и спектр неупругорассеянных нейтронов. Расхождение спектра деления в наших измерениях с распределением Максвелла в области выше 4,5 МэВ связано с трудностями отделения пика упругорассеянных нейтронов и фона, не связанного с источником. Полученные дважды-дифференциальные сечения неупругого рассеяния были проинтегрированы по углам и энергиям, в результате чего величина интегрального сечения неупругого рассеяния составила  $2,88 \pm 0,51 \text{ б}$ . Это в пределах ошибок эксперимента совпадает с величиной, полученной из интегрального спектра эмиссии нейтронов  $2,21 \pm 0,44 \text{ б}$ .

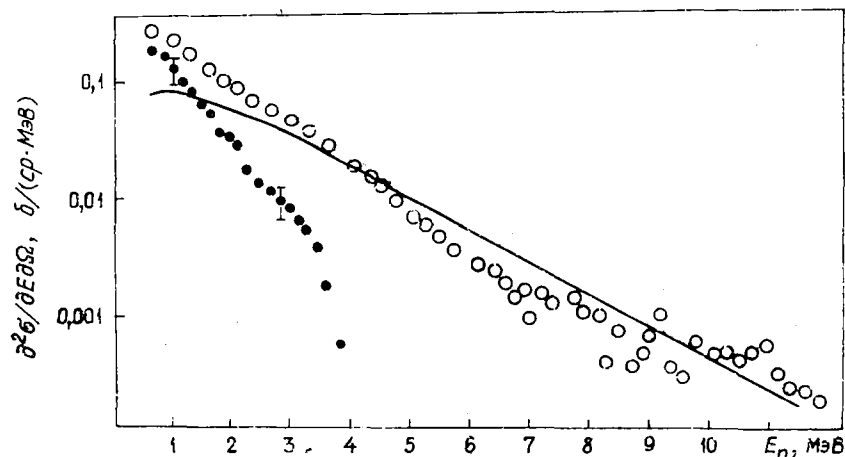


Рис.4. Спектры нейтронов эмиссии под углом  $90^\circ$ :  $\circ$  - суммарный;  $\bullet$  - из реакции  $(n, n')$ ; — - спектр нейтронов деления в форме распределения Максвелла с  $T = 1,38 \text{ МэВ}$

#### Список литературы

1. WRENDА 76/77. INDC (SEC)-55/URSF. Vienna, 1976.
2. WRENDА 79/80. INDC (SEC)-73/URSF. Vienna, 1979.
3. Труфанов А.М., Нестеренко В.С., Фетисов Н.И. и др. Приборы и техника эксперимента, 1979, № 2, с.50-54.
4. Фетисов Н.И., Симаков С.П., Труфанов А.М. и др. Там же, 1980, № 6, с.22-25.
5. Чулков Л.В. Препринт ИАЭ-2594, 1975.
6. Horsley A. Nucl. Data, 1966, т.А 2, N 3, p.243.
7. Сальников О.А., Фетисов Н.И., Ловчикова Г.Н. и др. Изв. АН СССР. Сер. физ., 1968, т.XXXI, с.653-658.
8. Johansson P.I., Holmqvist B. Nucl. Sci. and Engng, 1977, в.52, p.695.
9. Schuster S.H., Howerton R.J. J.Nucl. Energy, 1964, в.А/В 18, p.125.

10. Савин М.В., Хохлов Д.А., Замитягин Д.С. и др. Nuclear Data for Reactors. Vienna: IAEA, 1970, v.II, p. 157.
11. Czirr J.B., Sidhu G.S. Nucl. Sci. and Engng, 1975, v.57, p.18.
12. Bethe H.A., Beyster J.R., Carter R.E. Report LA-1939, 1955.
13. Барбо В.Я., Журавлев Е.В., Корнилов Н.В. и др. Атомная энергия, 1977, т.43, вып.4, с.266-268.
14. Bertin A., Bois R., Frehaut J. Trans.Amer.Nucl.Soc., 1975, v.22, p.664.
15. Batchelor R., Wyld K. Report AWRE-O.55/69, 1969.
16. Knitter H.-H., Islam M.M., Coppola M. Z.Physik, 1972, v.257, p.108.

Статья поступила в редакцию 28 апреля 1983 г.

УДК 621.170.013

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПРОПУСКАНИЮ ДЛЯ  $^{238}\text{U}$   
В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.А.В а н ь к о в, Л.С.Г о с т е в а, В.Ф.У к р а и н ц е в

ANALYSIS OF THE TRANSMISSION EXPERIMENTS FOR  $^{238}\text{U}$  IN THE UNRESOLVED RESONANCE REGION. A brief review of the transmission experiments for  $^{238}\text{U}$  in the unresolved resonance region is given. An analysis of the experimental data is fulfilled to precise the mean resonance parameters and group constants.

Ядро  $^{238}\text{U}$  считается сравнительно хорошо изученным с точки зрения констант нейтронного взаимодействия. Тем не менее и в этом случае нет единого представления о способах оценки и наилучшем выборе средних резонансных параметров для получения групповых констант в области неразрешенных резонансов. Например, в работе [1] из анализа разрешенных резонансов делается вывод, что либо р-резонансы не подчиняются статистике Портера - Томаса, либо почти половина р-резонансов пропущена и наблюдается резкая спиновая зависимость плотности уровней. Авторы работы [1] склоняются ко второму варианту, закладывая эту теоретически неоправданную предпосылку в модель расчета групповых констант  $^{238}\text{U}$  (принимается среднее расстояние между  $\nu$ -резонансами  $\bar{D}_{1/2^+} = 20,8$  эВ,  $\bar{D}_{1/2^-} = 13,2$  эВ). Отсюда следует необходимость принять значение радиационной ширины р-резонансов вдвое меньше, чем  $\nu$ -резонансов (для сохранения общепринятой радиационной силовой функции). Делается также вывод, что точность измерений функций пропускания недостаточна для того, чтобы на основе этих данных можно было бы уточнить рассчитанные факторы резонансного самоэкранирования. Как мы увидим далее, этот вывод является неверным. В большинстве других работ по оценке средних резонансных параметров исходят из более последовательных теоретических представлений о модели для расчета нейтронных сечений, однако допускается нерегулярная зависимость некоторых параметров (нейтронных силовых функций) от энергии нейтронов [2]. В то же время ясно, что выбор расчетной модели и оценочных средних резонансных параметров играет решающую роль в определении групповых констант. Конечно, последнее слово остается за наблюдаемыми в эксперименте средними сечениями, однако искажения, вносимые конечной толщиной образца, создают серьезные препятствия для прямой оценки истинных средних сечений в области неразрешенных резонансов. При оценке средних резонансных параметров, в частности, большую роль играет точное знание полного сечения. Однако его прецизионное определение требует измерения всей функции пропускания вплоть до самых больших толщин. Тестировка же факторов резонансного самоэкранирования вообще невозможна без обращения к экспериментальному материалу по функциям пропускания. Наиболее надежно измеряются функции пропускания вида  $T(n) = \frac{1}{\Delta u} \int_{\Delta u} \exp[-\sigma_t(u)n] du$ , непосредственно определяющие факторы резонансного само-

экранирования полного сечения. Однако знание этих функций приводит к существенному уточнению также и факторов резонансного самоэкранирования сечений реакций. Цель настоящей работы как раз и состоит в исследовании роли подобных экспериментов для уточнения средних резонансных параметров и с их помощью - групповых констант в области неразрешенных резонансов на примере  $^{238}\text{U}$ .

**Краткое обсуждение экспериментальных работ.** В работе [3], выполненной сотрудниками Физико-энергетического института (г.Обнинск) и Объединенного института ядерных исследований (г.Дубна) на спектрометре по времени пролета реактора ИБР, измерялись функции пропускания нейтронов на металлических образцах обедненного  $^{238}\text{U}$ . Измерения проводили в широком диапазоне энергий нейтронов ( $E_n < 100$  кэВ) и толщин образцов (0,5-200 мм) при трех температурах (температуре жидкого азота, комнатной и 1040 К). Позднее группа авторов [3] неоднократно повторяла отдельные циклы этих измерений с усовершенствованной регистрирующей аппаратурой на основе  $^3\text{He}$ -счетчиков и в улучшенных условиях по фону (на уровне 1-2%).

Серию аналогичных экспериментов по пропусканию при трех температурах проводили на линке НР1 (спектрометр по времени пролета с  $E_n < 100$  кэВ) также с использованием металлических образцов обедненного урана, но в диапазоне малых толщин (примерно 1,5-13 мм) [4]. В этой же работе приводятся данные измерений функции самоиндикации по процессу радиационного захвата. Однако отсутствие в ней информации об учете фона, к которому такие измерения особенно чувствительны, а также возможные искажения результатов из-за конечной толщины образца-индикатора серьезно снижают ценность этих данных. При попытке их анализа мы обнаружили серьезные противоречия.

В Физико-энергетическом институте также проводились измерения функций пропускания и самоиндикации (группа В.Н.Кононова [5]). В качестве источника нейтронов использовали литиевую мишень на электростатическом генераторе. Измерения проводили в интервале энергий нейтронов примерно 10-100 кэВ для начального участка толщин образцов. Поскольку эти эксперименты продолжались в целях увеличения надежности результатов, их анализ в настоящей работе не проводится.

Наконец, были опубликованы результаты измерений температурной зависимости пропускания [6]. Использовались образцы из окиси урана, что позволило достичь их высоких температур. Качественно эти результаты согласуются с результатами измерений температурной зависимости пропускания (эффект Доплера) в работе [3]. Однако вопросы, связанные с теоретической интерпретацией экспериментов с окисными образцами, вынудили нас воздержаться от количественного анализа данных работы [6]. Ввиду малости толщины нагреваемого образца наблюдаемая в работе [4] величина эффекта Доплера, к сожалению, сравнительно мала. Поэтому эта часть данных [4] также не вызвала у нас большого интереса.

Таким образом, экспериментальный материал по функциям пропускания для  $^{238}\text{U}$ , который оказалось целесообразным использовать при теоретическом анализе, состоял из данных группы, работающей в Дубне на спектрометре реактора ИБР (функции пропускания и температурная зависимость пропускания на больших толщинах образцов) и данных группы НР1 (функции пропускания). На рис.1 показаны результаты этих экспериментов при комнатной температуре.

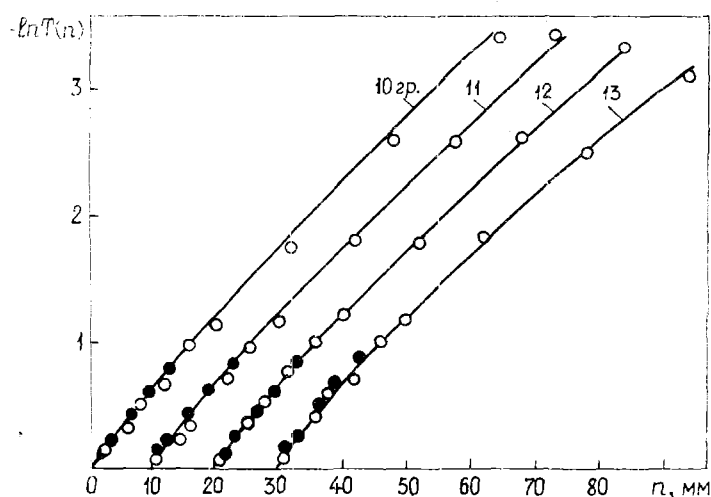


Рис.1. Результаты измерений функций пропускания  $T(n)$  для  $^{238}\text{U}$  в области энергий нейтронов 2,15-46,5 кэВ (группы 10-13):  $\circ$  - на спектрометре ИБР [3];  $\bullet$  - на спектрометре НР1 [4]. Сплошная кривая - расчет по оптимизированным параметрам. Начало отсчетов - по шкале  $n$  для групп 11-13 смещены

Условия анализа. Необходимо было конкретизировать некоторые условия анализа, приведенные далее:

1. Выбор латаргического интервала усреднения. Естественно полагать, что интервал должен быть таким, чтобы флуктуация (вероятное отклонение от среднего за счет природной статистики резонансов) таких величин, как средние сечения и их факторы резонансного самоэкранирования, не превышала предельно допустимую погрешность. В противном случае локальная флуктуация наблюдаемой величины будет порождать ложную дисперсию средних резонансных параметров. Наши исследования показали, что латаргические интервалы системы БНАБ в области неразрешенных резонансов  $^{238}\text{U}$  только-только удовлетворяют выдвинутому критерию. Например, в интервале 4,65–10 кэВ эти флуктуации (среднеквадратичные отклонения) находятся в пределах 2–4%.

Интересно отметить, что форма распределения некоторых функционалов (например,  $\sigma_t$ ) существенно асимметрична. Практически удобно брать интервалы энергетических групп, идентичные интервалам системы констант, так как результаты анализа сразу же можно сравнивать с табличными данными.

2. Проверка информативности эксперимента. В табл. I приведены различные типы погрешности типичной кривой пропускания для  $^{238}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов в интервале усреднения  $\Delta u = 0,77$ . Погрешности измерений примерно соответствуют условиям эксперимента [3]. Эти ошибки определяются в основном не статистикой отсчета, а среднеквадратичным разбросом по многим сериям измерений в разных условиях. Корреляция между точками, по-видимому, мала, так как действовали многие независимые факторы погрешностей. Априорная погрешность получена с использованием коэффициентов чувствительности в предположении, что средние резонансные параметры (нейтронные силовые функции  $S_0$  и  $S_1$ , среднее расстояние между  $\alpha$ -резонансами  $\bar{D}$  и радиус рассеяния  $R'$ ) имеют неопределенность 15%.

Таблица I

Типичные погрешности функции пропускания для  $^{238}\text{U}$  в области неразрешенных резонансов

Погрешность, %	Толщина образца $n$ , мм						
	1	2	4	8	16	32	64
Априорная	0,6	1,2	2,2	3,8	7,3	12	20
Флуктуационная	0,2	0,3	0,4	0,7	1,0	1,5	4,0
Экспериментальная (2б) I	2	3	4	5	8	10-20	
Апостериорная (2б)	0,3	0,4	0,6	1,0	1,6	2,6	5,2

Флуктуационная погрешность (за счет природной статистики резонансов) в выбранном интервале  $\Delta u = 0,77$  мала. Видно, что априорные и экспериментальные ошибки близки. Ожидается уточнение параметров, хотя хотелось бы, чтобы погрешность эксперимента была в 2–3 раза меньше. Экспериментальные пропускания на толщинах более 64 мм не анализировались, так как они измерялись относительно толщины 64 мм в условиях широко раскрытого коллиматора; не исключена возможность появления систематических ошибок.

В принципе существует еще один тип ошибки, влияющий на качество оптимизации – ошибка Монте-Карлового расчета средних значений функционалов. Эта ошибка в  $\sqrt{N}$  раз меньше флуктуационной, где  $N$  – число разыгранных нейтронных сечений в заданной группе. Типичное значение  $N = 25$ , так что этой ошибкой в настоящих расчетах можно пренебречь.

Роль экспериментальных пропусканий в зависимости от толщины образца в уточнении того или другого параметра можно предвидеть, рассматривая картину чувствительностей функций пропускания в параметрам. На рис. 2 показаны относительные коэффициенты чувствительностей функций  $T(n)$  и  $T_p(n) = \frac{1}{\langle \sigma_p \rangle} \int \sigma_f(u) \exp[-\sigma_t(u)n] du$  для II- и I2-й групп, т.е. для интервала 4,65–21,5 кэВ. Обращает на себя определенное сходство поведения чувствительностей для функций  $T(n)$  и  $T_p(n)$ . Это свидетельствует о том, что добавление информации о  $T_p(n)$  к информации о  $T(n)$  существенно не изменит ситуации с уточнением констант.

3. Выбор варьируемых параметров. Авторы использовали стандартный одноуровневый брайт-вигнеровский формализм. Генерация резонансной структуры нейтронных сечений осуществлялась методом Монте-Карло в соответствии со статистикой ядерных уровней. Расчетная методика описана в работе [7].

Учитывались  $s$ - и  $p$ -состояния. Принимался закон  $(2j + 1)$  для плотности уровней. В 10-й группе (21,5–46,5 кэВ) учитывалась поправка на изменение плотности уровней, зависящей экспоненциально от энергии возбуждения, а также на требуемое теорией возрастание радиационной ширины. В качестве независимых параметров принимались  $s$ - и  $p$ -нейтронные приведенные силовые функции  $S_0, S_1$ , среднее расстояние между  $s$ -резонансами  $\bar{D}$ , радиус рассеяния  $R'$ , одинаковый для  $s$ - и  $p$ -нейтронов и определяющий потенциальное сечение при низкой энергии  $\sigma_p = 4\pi R'^2$ . Варьровалась также средняя радиационная ширина, но она практически не влияет на функции пропускания.

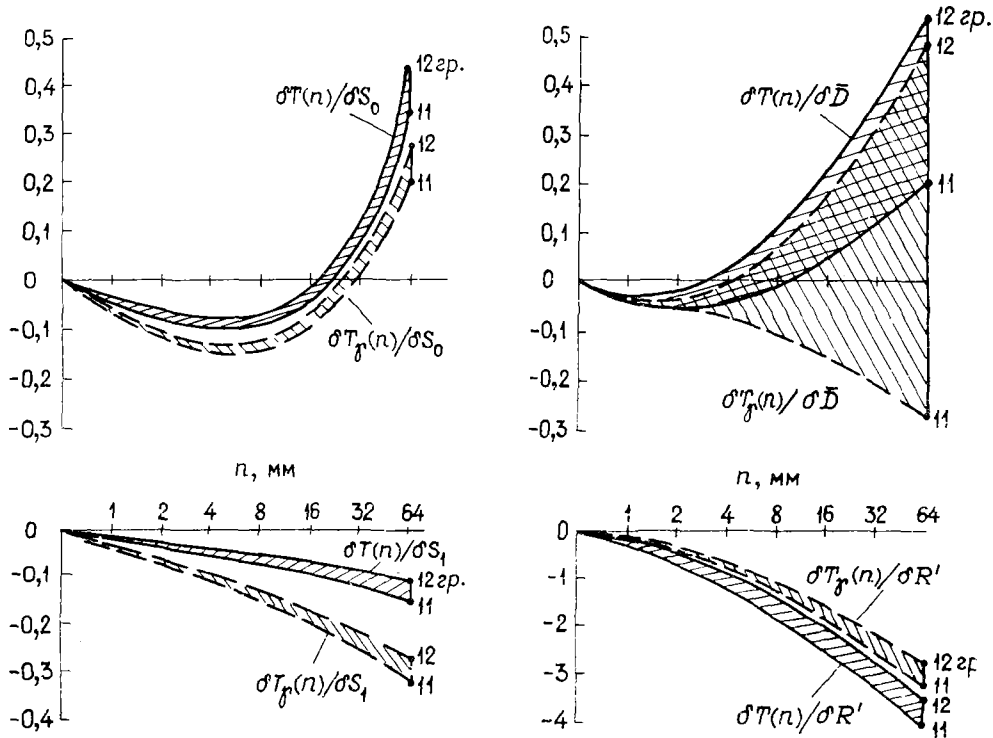


Рис. 2. Коэффициенты чувствительности для функций  $T(n)$  и  $T_g(n)$  относительно средних резонансных параметров  $^{238}\text{U}$

Авторы убедились, что для описания экспериментальных данных по групповым сечениям и функциям пропускания в области энергий нейтронов I–46 кэВ с точностью до ошибок эксперимента можно подобрать набор параметров, не зависящих от энергий нейтронов (с точностью до оговорок относительно 10-й группы) и не противоречащих оценкам в области разрешенных резонансов. Однако наилучшее описание функций пропускания, в том числе для самых больших толщин, достигается, если предположить возможность некоторого уменьшения величины  $R'$  при больших энергиях (группы 10, 11). Как известно, расчеты по оптической модели свидетельствуют о монотонном уменьшении  $R'$  с ростом энергии. В расчете по методу связанных каналов [8] мы получили изменение  $R'$  на 1,4% при изменении  $E_n$  от I до 10 кэВ и на 4% при изменении  $E_n$  от 10 до 46 кэВ. Поэтому в процессе оптимизации было допущено различие (1,5%) в  $R'$  при переходе от 10-й к 11-й группе. Мы не почувствовали необходимости вводить энергетическую зависимость приведенных силовых функций.

4. Метод оптимизации. Использовался бафсовский метод оптимизации [9]. Требовалось задать априорные ошибки параметров, ошибки эксперимента и расчетно-экспериментальные расхождения, а также матрицу коэффициентов чувствительности. Об ошибках говорилось выше. Были получены смещения параметров и их апостериорные погрешности (ковариационная матрица), по новым параметрам рассчитаны групповые константы и их апостериорные погрешности (ковариационная матрица).

5. Метод расчета групповых констант. Групповые константы вычислялись из полученных в расчете функций распределения полного сечения  $P(\sigma_t)$  и функций корреляции парциальных сечений с полным сечением  $\sigma_x(\sigma_t)$ . Исследовался вопрос о роли расчетной сетки по шкале  $\sigma_t$ . Выбранная сетка обеспечи-



вала высокую точность расчета функционалов (не хуже 1%). Общая формула для расчета функционала  $\langle M(\sigma_t, \sigma_x) \rangle$  имеет вид  $\langle M(\sigma_t, \sigma_x) \rangle = \int_0^\infty M[\sigma_t, \sigma_x(\sigma_t)] P(\sigma_t) d\sigma_t$ . Пример функций  $P(\sigma_t)$  и  $\sigma_x(\sigma_t)$  показан на рис.3.

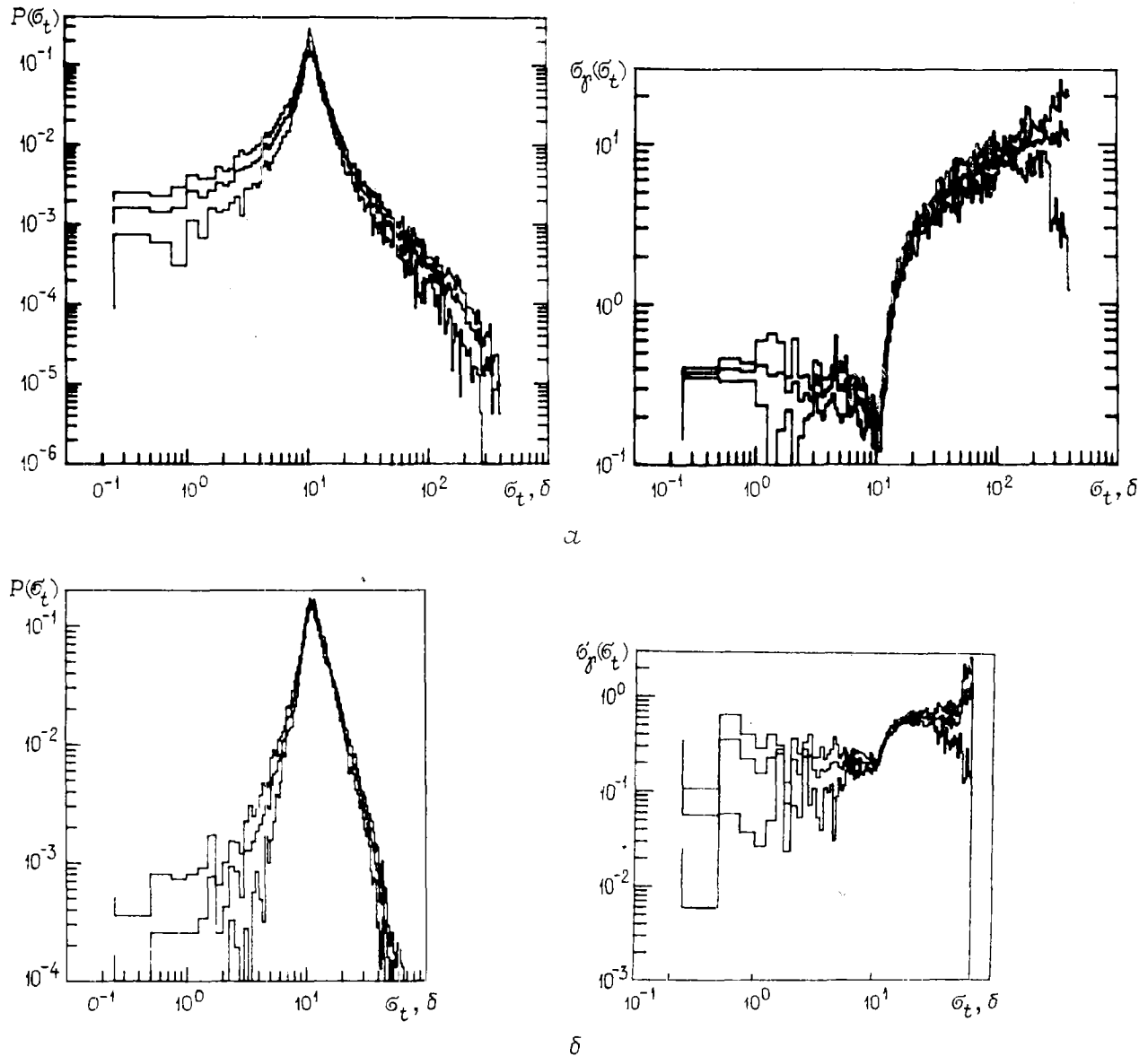


Рис.3. Функция распределения  $P(\sigma_t)$  и функция корреляции  $\sigma_x(\sigma_t)$  для  $^{238}\text{U}$  в интервалах 1-2,15 кэВ (а) и 21,5-46,5 кэВ (б). Верхние и нижние линии отмечают границы коридора флуктуационной ошибки

**Результаты анализа.** Качество описания экспериментальных точек расчетными кривыми с использованием оптимизированных параметров видно из рис.1. Оценки параметров приведены в табл.2. Полученная апостериорная оценка не противоречит существующим оценкам средних резонансных параметров из области разрешенных резонансов. Отметим, что в полученной оценке имеется заметная отрицательная корреляция апостериорных оценок  $S_1$  и  $R^1$ .

В табл.1 показана апостериорная погрешность функции пропускания (погрешность, полученная на основе ковариационной матрицы оптимизированных параметров). Видно, что она близка к предельному уровню флуктуационной погрешности, ниже которого уточнение не имеет физического смысла.

Оценки средних резонансных параметров  $^{238}\text{U}$ 

Таблица 2

Параметры и их погрешности	$s_0 \cdot 10^4$	$s_1 \cdot 10^4$	$R', \text{ фм}$	$\bar{D}, \text{ эВ}$	$\bar{\Gamma}_\gamma, \text{ мэВ}$
Исходные значения	1,10	2,30	9,28	22,9	21,6
Априорная погрешность, % (2 $\sigma$ )	15	15	15	15	10
Оптимизированные значения	1,14	2,07	9,13(гр. 10,11) 9,28(гр. 12,13)	21,6	21,6
Апостериорная погрешность, % (2 $\sigma$ )	8	10	1,5	12	10

Оценки групповых сечений  $\langle \sigma_t \rangle$  и  $\langle \sigma_\gamma \rangle$  по сравнению с данными БНАБ-78 [1] представлены в табл.3. Видно, что последние систематически ниже на 0,5-1 б для  $\langle \sigma_t \rangle$  и на 5-8% для  $\langle \sigma_\gamma \rangle$  (группы II,12). Погрешность  $\langle \sigma_\gamma \rangle$  в основном определяется величиной  $\bar{\Gamma}_\gamma$ , которая не уточняется в экспериментах по пропуску.

Оценки группового полного сечения и сечения радиационного захвата  $^{238}\text{U}, \text{ б}$ 

Таблица 3

Номер группы	$E_n, \text{ кэВ}$	Оценка					
		априорная		апостериорная		БНАБ-78 [1]	
		$\langle \sigma_t \rangle$	$\langle \sigma_t \rangle$	$\langle \sigma_\gamma \rangle$	$\langle \sigma_t \rangle$	$\langle \sigma_\gamma \rangle$	
10	21,5-46,5	14,2 (8,3%)	13,9 (2,3%)	0,444	13,5	0,445	
11	10-21,5	15,2 (8,3%)	15,1 (2,8%)	0,630	14,5	0,597	
12	4,65-10,0	16,7 (8,4%)	17,0 (3,9%)	0,882	15,9	0,814	
13	2,15-4,65	19,9 (9,3%)	19,5 (4,4%)	1,23	18,9	1,24	

Оценки факторов резонансного самоэкранирования приведены в табл.4. Из нее видно, что апостериорная оценка заметно отличается от априорной в сторону увеличения эффекта самоэкранирования. Погрешности существенно зависят от сечения разбавления  $\sigma_0$ . Так, априорная погрешность  $f_t(0)$  составляет 10-20% (в зависимости от номера группы), а для  $f_t(100)$  - 1-4%. Соответствующие апостериорные погрешности примерно вдвое меньше. Априорные погрешности для  $f_\gamma(0)$  составляют 2-5%, для  $f_\gamma(100)$  - 0,5-1,5%. Соответствующие апостериорные погрешности меньше априорных на 20-30%.

Оценка факторов резонансного самоэкранирования полного сечения и сечения радиационного захвата для сечений разбавления  $\sigma_0$ , равного 0 и 100 б

Таблица 4

Номер группы	$E_n, \text{ кэВ}$	Оценка							
		априорная				апостериорная			
		$f_t(0)$	$f_t(100)$	$f_\gamma(0)$	$f_\gamma(100)$	$f_t(0)$	$f_t(100)$	$f_\gamma(0)$	$f_\gamma(100)$
10	21,5-46,5	0,803	0,968	0,885	0,984	0,682	0,963	0,883	0,983
11	10-21,5	0,620	0,921	0,789	0,962	0,523	0,912	0,789	0,961
12	4,65-10,0	0,488	0,845	0,668	0,917	0,410	0,837	0,652	0,910
13	2,15-4,65	0,242	0,708	0,487	0,814	0,305	0,721	0,479	0,803

Сравнение данных табл.4 с соответствующими данными БНАБ-78 [1] свидетельствует о систематической недооценке эффекта резонансного самоэкранирования в работе [1] по сравнению с результатами настоящей работы. Этот вопрос имеет практическую важность, так как знание транспортного сечения определяет надежность расчета поля тепловыделения в энергетических реакторах, а уточнение факторов резонансного самоэкранирования сечения поглощения для  $^{238}\text{U}$  необходимо для решения старой проблемы расхождения интегральных данных по  $\langle \sigma_\gamma \rangle$  с соответствующими микроскопическими данными, требующими более высоких значений  $\langle \sigma_\gamma \rangle$ .

**Заключение.** Из анализа экспериментальных данных по пропусканию в области неразрешенных резонансов получена оценка средних резонансных параметров, не противоречащая соответствующим оценкам из области разрешенных резонансов. На основе этой оценки определены групповые константы  $^{238}\text{U}$  для области неразрешенных резонансов, оценены соответствующие погрешности. Проводится сравнение с табличными данными.

#### Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Sowerby M.G., Bee W.J.  $^{238}\text{U}$  Unresolved Resonance Parameters. INDC (NDS)-129/GJ, Vienna; IAEA, 1981, p. 136-149.
3. Ваньков А.А., Григорьев Ю.В., Николаев М.Н. и др. Температурная зависимость структуры полного сечения  $^{238}\text{U}$ . - In: Nuclear Data for Reactor, 1970, v.1, p.559-569.
4. Yuon T., Block R.C., Sember T. Temperature dependent transmission measurements of  $^{238}\text{U}$ . - In: Proc. Conf. - 720901, 1972, вып.2, p.1115-1131.
5. Кононов В.Н., Полетаев Е.Д., Боховко М.В. и др. Измерение факторов резонансной блокировки сечения захвата нейтронов для  $^{238}\text{U}$ . - В кн.: Нейтронная физика. (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). Ч.2. М.: ЦНИИатоминформ, 1980, с.276-289.
6. Haste T.I., Sowerby M.G. A study of the temperature dependence of the neutron transmission of uranium dioxide. - Proc. of an Internat. Conf. Nuclear Physic and Nuclear Data. Harwell, sept. 1978, OECD Nuclear Energy Agency, 1978, p.332-336.
7. Бакалов Т., Ваньков А.А., Илчев Т. и др. Анализ экспериментальных данных по пропусканию нейтронов в области неразрешенных резонансов  $^{239}\text{Pu}$ . - Сообщение РЗ-83-51, ОИЯИ, 1982.
8. Игнатик А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Расчеты сечений рассеяния нейтронов методом связанных каналов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59-114.
9. Ваньков А.А. Байесовский подход в интерпретации результатов физических экспериментов. - В кн.: Ядерные константы. М.: Атомиздат, 1974, вып.16, с.11-19.

Статья поступила в редакцию 11 апреля 1983 г.

УДК 621.170.013

#### ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ $^{232}\text{Th}$ , $^{240}\text{Pu}$ , $^{242}\text{Pu}$ В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ

А.А.Ваньков, С.Т.Ошков, В.Ф.Украинцев,  
Чан Хань Май, Н.Я.Нева

GROUP CONSTANS AND CHARACTERISTICS OF NEUTRON CROSS-SECTION STRUCTURE FOR  $^{232}\text{Th}$  AND  $^{240,242}\text{Pu}$  IN UNRESOLVED RESONANCE REGION. The results of the analysis of the neutron cross-section structure for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  on the base of the statistical modeling are presented. The different evaluations of the mean resonance parameters and our calculational results using optical theory are considered. Using the chosen set of parameters the calculation was made for the average cross-sections and selfshielding factors. The results are compared with different data.

Знание констант изотопов  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  имеет важное значение для развития ядерной энергетики с использованием реакторов на быстрых нейтронах: эти изотопы являются компонентами сырьевых материалов в том или ином топливном цикле. В отличие от  $^{238}\text{U}$  перечисленные изотопы остаются сравнительно малозученными, особенно если говорить о константах в практически важной области неразрешенных резонансов. Непосредственное измерение этих констант крайне затруднительно из-за сильных эффектов резонансного самоэкранирования и из-за известных экспериментаторам "неудобств"

спектрометрирования нейтронов в диапазоне энергий 1-20 кэВ. Соответствующий экспериментальный материал представлен небольшим числом работ и не всегда систематизирован. Так, в справочнике по ядерным константам [1] отсутствуют данные по  $^{232}\text{Th}$  и  $^{242}\text{Pu}$ , а данные по средним сечениям и факторам их резонансного самоэкранирования для  $^{240}\text{Pu}$  получены с использованием различных методик, поэтому не являются самосогласованными. Практически отсутствуют измерения по функциям пропускания для указанных изотопов, необходимые для тестировки расчетных факторов резонансного самоэкранирования. В этих условиях роль расчетно-теоретической модели в задаче получения групповых констант очень велика. В случае четных по массовому числу  $A$  изотопов положение облегчается тем, что влияние эффектов межрезонансной интерференции на средние сечения и моменты сечений невелико, поэтому можно использовать одноуровневый формализм Брейта - Вигнера. Таким образом, задача сводится к обоснованному выбору оценки соответствующих средних резонансных параметров и развитию расчетного формализма для одновременного получения как средних сечений, так и средних характеристик резонансной структуры нейтронных сечений (факторов резонансного самоэкранирования и др.) на основе простой модели. Именно эта задача и поставлена в настоящей работе.

Расчетная модель. Для расчета только средних сечений было бы достаточно представлений Хаузера - Фешбаха [2]. Однако для расчета так называемых моментов сечений, из которых получаются факторы резонансного самоэкранирования, а также для расчета функций пропускания (в случае тестирования экспериментов по пропусканию) необходимо в явном виде усреднять соответствующие функционалы по известным распределениям статистики ядерных уровней. Причем это нужно делать для каждого состояния компаунд-ядра по моменту и четности. В настоящей задаче практически достаточно учесть вклады  $s$ - и  $p$ -волны; при этом возникает не так много состояний, как в случае нечетных ядер, у которых спин ядра-мишени отличен от нуля. При энергиях ниже первого уровня неупругого рассеяния соблюдается условие  $\bar{\Gamma}_n/D \ll 1$ , и известные формулы Брейта - Вигнера имеют вид

$$\sigma_t(E) = 4\pi\lambda^2 \sum_{J,\pi} g(J) \sin^2 \varphi_\ell + 4\pi\lambda^2 \sum_{J,\pi} g(J) (\Gamma_n^J / \Gamma^J) [\Psi(x, \xi) \cos 2\varphi_\ell + X(x, \xi) \sin 2\varphi_\ell]; \quad (1)$$

$$\sigma_x(E) = 4\pi\lambda^2 \sum_{J,\pi} g(J) [\Gamma_n^J \Gamma_x^J / (\Gamma^J)^2] \Psi(x, \xi). \quad (2)$$

Здесь  $\Psi, X$  - известные доплеровские функции от аргументов  $x, \xi$  [ $x = 2(E - E_0)/\Gamma$ ,  $\xi = \Gamma/2\Delta$ , где  $\Delta$  - доплеровская ширина]. Фазы потенциального рассеяния  $\varphi_\ell$  связаны с так называемыми радиусами рассеяния  $R_\ell$ , которые можно связывать с радиусом ядра (входного канала)  $a_c$  с учетом вклада далеких уровней  $R_\ell^\infty$ :  $R_\ell = a_c (1 - R_\ell^\infty)$ . В первом приближении можно считать, что  $R_0$  (для  $s$ -нейтронов) и  $R_1$  (для  $p$ -нейтронов) одинаковы и связаны с потенциальным сечением при низких энергиях:  $\sigma_p = 4\pi R_0^2$ . Другими параметрами расчетной модели являются силовые функции: нейтронная  $S_n$  и радиационная  $S_\gamma$  (отношение соответствующих средних ширин к среднему расстоянию между уровнями) в каждом состоянии. Опыт с хорошей точностью свидетельствует о зависимости плотности уровней от полного момента  $J$  и слабой зависимости от кинетической энергии нейтронов  $E_n$ :

$$\rho_j \sim \rho_0 \left[ (2J+1)/U^2 \right] \exp \left\{ \sqrt{2aU} + [J(J+1)/2\sigma^2] \right\},$$

где  $U$  - энергия возбуждения, т.е. сумма энергии связи нейтрона  $B_n$  и кинетической энергии  $E_n$ ;  $\sigma$  и  $a$  - постоянные параметры плотности уровней. Поэтому в качестве средних резонансных параметров выступают  $S_0$  и  $S_1$  (приведенные силовые функции  $s$ - и  $p$ -нейтронов). Следующим независимым параметром является средняя радиационная ширина, определяющая радиационные силовые функции. Для тяжелых ядер обычно принимается значение  $\bar{\Gamma}_\gamma$ , одинаковое во всех состояниях, так как нет четких экспериментальных или теоретических указаний на зависимость  $\bar{\Gamma}_\gamma$  от спина или четности. Последним независимым параметром, необходимым для расчета парциальных сечений, является среднее расстояние между  $s$ -резонансами. Перечисленных параметров достаточно для реализации формул (1) и (2) с учетом зависимости нейтронных ширин от энергии через известные формулы для проникаемости  $v_\ell$ .

Можно дискутировать вопрос об энергетической зависимости (вариабельности) средних резонансных параметров  $R_\ell, S_\ell$ . Действительно, оптическая модель (включая модель несферического потенциала с учетом деформации ядра методом связанных каналов [3]) свидетельствует о зависимости потенциального сечения от энергии нейтронов более сильной, чем выражает формула (1). Это может служить

оправданием для выбора более низких значений эффективного радиуса  $R_0$  в области больших энергий. Аналогичную зависимость можно ввести и для параметров  $S_0$ , однако чаще речь идет о том, чтобы сделать их свободными параметрами энергетической группы для подгонки экспериментов по средним сечениям (или пропускам). Такое "раскрепощение" можно рассматривать, например, как средство эмпирического учета возможных нерегулярностей в поведении сечений типа промежуточной структуры или других эффектов, лежащих за рамками нашей расчетно-теоретической модели. В случае делящихся ядер так и поступают ввиду более сложной физики нейтронного взаимодействия. Для четных ядер, по нашему мнению, такой подход не является необходимостью. В настоящей работе приведенные средние резонансные параметры предполагались постоянными, если не считать поправки на рост плотности уровней при больших энергиях и аналогично - поправки на требуемое теорией некоторое увеличение ширины  $\bar{\Gamma}_r$ .

Имея набор оцененных средних резонансных параметров, можно произвести расчет средних величин путем усреднения по распределению Портера - Томаса для приведенных нейтронных ширин и по распределению Вигнера для расстояний между уровнями. Возможны два способа: численное интегрирование с применением тех или иных квадратур и монте-карловское генерирование структуры нейтронных сечений в зависимости от энергии нейтронов. По трудоемкости расчетов оба подхода примерно одинаковы. Авторы выбрали второй путь, потому что он, как выяснилось, обладает преимуществами при распространении на задачу моделирования нейтронных сечений в рамках многоуровневого R-матричного формализма. Кроме того, именно на этом пути можно провести специальное исследование роли флуктуаций функционалов за счет природной статистики ядерных уровней в конечном энергетическом интервале. До сих пор этот вопрос практически не исследовался. Описание алгоритма моделирования структуры нейтронных сечений содержится в работе [4]. Количество "розыгрышей" в каждой заданной группе выбиралось достаточным для того, чтобы ошибка в средних значениях функционалов за счет статистических испытаний не превышала 2%. Все функционалы вычислялись на основе полученных в серии "розыгрышей" функций плотности распределения полного сечения  $P(\sigma_t)$  и функции корреляции частичного сечения  $\sigma_x$  с полным -  $\sigma_x(\sigma_t)$ . Общая формула для функционала  $F$  имеет вид

$$\langle F(\sigma_t, \sigma_x) \rangle = \int_0^{\infty} F[\sigma_t, \sigma_x(\sigma_t)] P(\sigma_t) d\sigma_t. \quad (3)$$

Вопрос выбора расчетной сетки при численном интегрировании (3) исследовался специально, были обеспечены условия независимости от нее результатов с точностью не хуже 1%.

Оценки средних резонансных параметров. Можно ожидать, что свойства тяжелых четно-четных изотопов во многих отношениях близки. В частности, нет причин для заметного различия параметров  $R_0$  и  $S_0$  для этих ядер. Об этом убедительно свидетельствуют экспериментальные результаты по полным сечениям, полученные в работе [5] для тяжелых делящихся и неделящихся ядер с  $A \approx 232+240$  в интервале  $E_n \approx 0,03+10$  МэВ. Эти сечения оказываются едва ли отличимыми от ядра к ядру. Такой вывод был подтвержден нашими расчетами по оптической модели [3] с оптимизированными параметрами, описывающими значительный экспериментальный материал по полным и дифференциальным сечениям [6]. В табл. I приведены результаты расчета при  $E_n = 10$  кэВ. Сознавая различие в физическом смысле параметров R-матричной и оптической моделей, следует принимать во внимание вывод о слабой зависимости параметров, определяющих характеристики нейтронного взаимодействия, от массового числа в области тяжелых четных ядер (кроме  $\bar{\Gamma}_r$  и  $\bar{D}$ ).

В различных оценках средних резонансных параметров фигурируют значения, определенные путем анализа конкретных экспериментальных данных (в области как разрешенных, так и неразрешенных резонансов), обычно в отрыве от A-систематики. Различные оценки могут заметно отличаться друг от друга. Сказывается также различие моделей, для которых производится оценка. Разброс оценок для  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  показан в обзорных работах [7,8], где обсуждаются оценки ЗОКРАТОВ (1975, 1980 гг.) ENDF/B-IV, ENDF/B-V (1979 г.), JENDL-I, II (1979 г.) и др. Оценки нейтронных си-

Таблица I

Результаты расчета по оптической модели (метод связанных каналов)

A	$R_0, \text{фм}^{\#}$	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$\sigma_t, \text{б}$	$\sigma_{el}, \text{б}$
232	9,28	1,02	1,71	15,8	11,0
238	9,17	1,00	2,23	15,7	10,7
240	9,13	0,99	2,28	15,6	10,7
242	9,13	0,99	2,62	15,7	10,6

$\#$  1 фемтометр =  $10^{-15}$  м.

ловых функций находятся в пределах 0,88-1,15 для  $S_0$  и 1,22-2,7 для  $S_1$ , оценки радиуса рассеяния  $R$  - в пределах 8,6-9,2 фм, оценки  $\bar{D}$  (для  $^{242}\text{Pu}$ ) - в пределах 12,6-16,5. Это объясняется недостаточностью экспериментальных данных по нейтронным сечениям рассматриваемых изотопов.

В табл.2 приведены две группы авторитетных оценок средних резонансных параметров  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$ , документированных по способу получения и по объему проанализированного экспериментального материала. Те и другие оценки получены в целях описания примерно одинаковой экспериментальной информации, рассмотрение и анализ которой не входят в задачу настоящей работы.

Таблица 2  
Оценки средних резонансных параметров трех изотопов

Изотоп	Литература	$R_0$ , фм	$S_0 \cdot 10^4$	$S_1 \cdot 10^4$	$\bar{D}$ , эВ	$\bar{\Gamma}_j$ , мэВ
$^{232}\text{Th}$	[9]	9,65	0,93	1,82	17,0	20,0
	[10]	9,72	0,86	1,50	16,6	20,0
$^{240}\text{Pu}$	[11]	8,58	1,10	2,80	13,0	30,7
	[12]	9,15	1,04	2,20	12,7	30,0
$^{242}\text{Pu}$	[11]	9,14	0,91	2,50	14,2	22,2
	[12]	9,23	0,81	1,24	16,5	23,4

Из соображений А-систематики по параметрам  $S_2$  отметим, что для  $^{232}\text{Th}$  оценка работы [9] является более предпочтительной, хотя значение  $R_0$  представляется завышенным. Для  $^{240}\text{Pu}$  оценка работы [11] содержит аномально низкое значение  $R_0$  и завышенное значение  $S_1$ . Более правдоподобной представляется оценка ENDF/B-V [12], однако для  $^{242}\text{Pu}$  она не могла быть принята в нашем расчете, так как в сечениях предполагалось наличие специально выбранной "подложки". В то же время оценка работы [11] хорошо согласуется с А-систематикой. Таким образом, для расчета нейтронных сечений нами были выбраны следующие оценки средних резонансных параметров: работы [9] для  $^{232}\text{Th}$ , [12] для  $^{240}\text{Pu}$  и [11] для  $^{242}\text{Pu}$ . Какие-либо существенные аргументы в пользу заметного отклонения от выбранных оценок отсутствуют. Наше представление о погрешности принятых оценок следующее:  $R_0 \pm 7\%$ ,  $S_0 \pm 10\%$ , остальные параметры  $\pm 15\%$ . Это соответствует погрешности 10-15% существующих экспериментальных данных по средним сечениям.

Результаты расчета авторов для области энергий  $E_n \approx 1+46,5$  кэВ представлены в табл.3, где приведены среднегрупповые сечения и факторы резонансного самоэкранирования при двух сечениях разбавления ( $\sigma_0 = 0$  и  $\sigma_0 = 100$  б) при комнатной температуре. Сравнение с другими данными, например с оценкой БНАБ-78 [1], показало, что величины  $\langle \sigma_t \rangle$  находятся для  $^{240}\text{Pu}$  систематически ниже. Вероятно, это является следствием низкого значения  $R_0$  в оценках работы [11], на которых основывались данные БНАБ-78 по  $^{240}\text{Pu}$ . В то же время наши результаты по средним сечениям как для  $^{240}\text{Pu}$ , так и для  $^{242}\text{Pu}$  удовлетворительно согласуются с данными ENDF/B-V (рис.1). Авторы не располагали современными оценками групповых сечений для  $^{232}\text{Th}$ , а также оценками групповых факторов резонансного самоэкранирования сечений рассмотренных изотопов, кроме данных БНАБ-78 [1] для  $^{240}\text{Pu}$ . Сравнение с последними (рис.2) показывает, что эффект резонансного самоэкранирования для  $^{240}\text{Pu}$  в работе [1] существенно занижен по сравнению с результатами настоящей работы.

Таблица 3  
Групповые константы трех изотопов при сечениях разбавления  
 $\sigma_0 = 0$  и  $\sigma_0 = 100$  б

Константы	Энергия, кэВ				
	1-2,15	2,15-4,65	4,65-10	10-21,5	21,5-46,5
	$^{232}\text{Th}$				
$\sigma_t$ , б	21,8	19,0	16,8	15,4	14,5
$\sigma_c$ , б	2,03	1,27	0,836	0,561	0,386
$\sigma_{el}$ , б	19,8	17,8	16,0	14,8	14,2
$f_t(0)$	0,328	0,421	0,561	0,745	0,832
$f_t(100)$	0,716	0,784	0,886	0,948	0,979

Константы	Энергия, кэВ				
	1-2,15	2,15-4,65	4,65-10	10-21,5	21,5-46,5
$f_c(0)$	0,328	0,509	0,702	0,840	0,917
$f_c(100)$	0,668	0,819	0,923	0,970	0,987
$f_{el}(0)$	0,581	0,673	0,780	0,872	0,930
$f_{el}(100)$	0,773	0,861	0,933	0,972	0,989
$^{240}\text{Pu}$					
$\sigma_t, \sigma$	22,4	18,7	16,5	14,9	13,9
$\sigma_c, \sigma$	3,05	1,88	1,33	0,980	0,778
$\sigma_{el}, \sigma$	19,0	16,6	15,1	13,8	13,2
$f_t(0)$	0,305	0,432	0,560	0,756	0,857
$f_t(100)$	0,640	0,772	0,874	0,945	0,976
$f_c(0)$	0,313	0,488	0,693	0,832	0,910
$f_c(100)$	0,667	0,824	0,924	0,971	0,987
$f_{el}(0)$	0,549	0,658	0,759	0,863	0,926
$f_{el}(100)$	0,757	0,858	0,926	0,971	0,988
$^{242}\text{Pu}$					
$\sigma_t, \sigma$	20,7	17,7	15,5	14,5	13,8
$\sigma_c, \sigma$	2,60	1,62	1,13	0,840	0,638
$\sigma_{el}, \sigma$	20,0	16,0	14,3	13,6	13,2
$f_t(0)$	0,371	0,447	0,597	0,703	0,865
$f_t(100)$	0,676	0,793	0,899	0,951	0,978
$f_c(0)$	0,329	0,527	0,712	0,836	0,906
$f_c(100)$	0,689	0,841	0,935	0,973	0,986
$f_{el}(0)$	0,530	0,680	0,800	0,870	0,929
$f_{el}(100)$	0,736	0,869	0,941	0,973	0,989

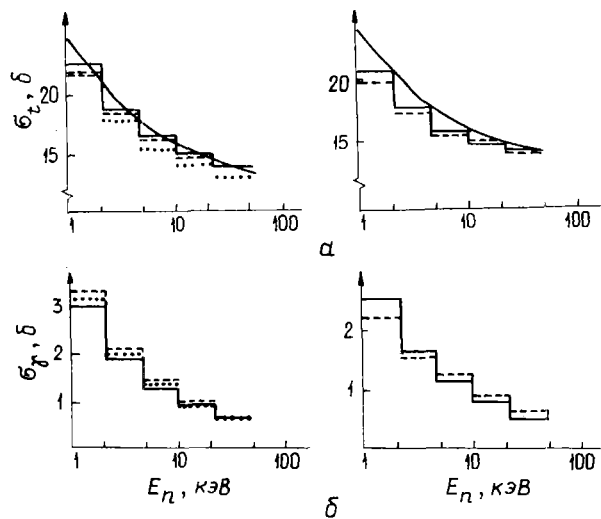


Рис.1. Групповые полные сечения (а) и сечения захвата (б) нейтронов ядрами изотопов  $^{240}\text{Pu}$  (слева) и  $^{242}\text{Pu}$  (справа). Данные: ... БНАБ-78/1/; --- БНДР/В-У /12/; — расчеты методом моделирования резонансов (настоящая работа); — расчеты по оптической модели (настоящая работа)

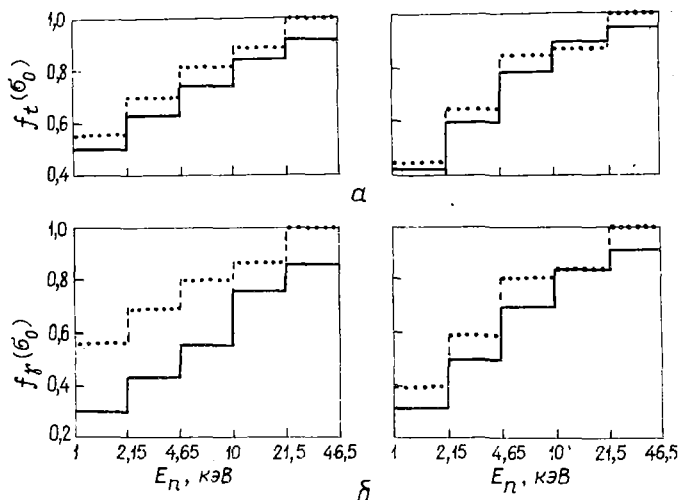


Рис.2. Факторы резонансного самоэкранирования полного сечения (слева) и сечения захвата  $^{240}\text{Pu}$  (справа) при температуре 300 К в зависимости от сечения разбавления  $\sigma_0 = 10$  (а) и  $\sigma_0 = 0$  (б). Данные:  $\cdots$  БНАБ-78 [1];  $\text{---}$  расчеты методом моделирования резонансов (настоящая работа)

**Заклучение.** На основе современных оценок средних резонансных параметров для  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{240}\text{Pu}$  и  $^{242}\text{Pu}$  получены групповые константы в области неразрешенных резонансов (средние сечения и факторы резонансного самоэкранирования). Полученные результаты являются самосогласованными в рамках формализма Брейта - Вигнера и систематики средних резонансных параметров, вытекающей из оптической модели. Констатируется отсутствие экспериментальных данных о пропускании, которые необходимы для более однозначного выбора средних резонансных параметров и уточнения факторов резонансного самоэкранирования.

#### Список литературы

1. Абагян Л.П., Базазянц Н.О., Николаев М.Н., Цибуля А.М. Групповые константы для расчета реакторов и защиты. М.: Энергоиздат, 1981.
2. Moldauer B.A. Statistical theory of neutron nuclear reactions. - In: Nuclear Theory for Application. Vienna: IAEA, 1980, p.165-186.
3. Игнатик А.В., Лунев В.П., Шорин В.С. Расчеты сечений рассеяния нейтронов коллективными состояниями ядер методом связанных каналов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1974, вып.13, с.59-114.
4. Ваньков А.А., Украинцев В.Ф., Янева Н.Б. и др. Анализ экспериментальных данных по производству нейтронов в области неразрешенных резонансов изотопа  $^{239}\text{Pu}$ . - Сообщение РБ-83-51. Дубна: ОИЯИ, 1983.
5. Roenitz W.P., Whalen J.F., Smith A.B. Total-Neutron Cross-Sections of Heavy Nuclei, NBS. Spec. publ. N 594, 1979, p.698-702.
6. Nagat G., Lagrange Ch., Jary J. e.a. Neutron scattering cross-section for  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{233}\text{U}$ ,  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  and  $^{242}\text{Pu}$  between 0,6 and 3,4 MeV. - Nucl.Sci. and Engng, 1982, v.81, N 4, p.491-511.
7. Wisshak K., Käppeler F. Review of the  $^{240}\text{Pu}$  and  $^{242}\text{Pu}$  Unresolved Resonance Region. INDC (NDS)-129/GJ. Vienna, 1982, p.165-181.
8. Prongaev V., Cullen D.E. Comparison of Strength Functions and Average Level-Spacing for U and Pu Isotopes. INDC (NDS)-129/GJ. Vienna, 1982, p.239-248.
9. Мантуров Г.Н., Лунев В.П., Горбачев Л.В. Оценка нейтронных данных  $^{232}\text{Th}$  в области неразрешенных резонансов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. I(50), с. 50.
10. Vasiliiu G., Mateescu S., Cheorghie D. e.a. Nuclear Data Evaluation for  $^{232}\text{Th}$ , INDC (NUM)-10. Vienna, 1980.
11. Андринов Г.В., Коньшин В.А., Суховицкий Е.М. и др. Ядерные константы для изотопов плутония. Минск: Наука и техника, 1982.
12. Garber D. Summary Documentation ENDF-201, BNL-17541, 3-ed. UPTON. New-York, 1979.

Статья поступила в редакцию 11 апреля 1983 г.



МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МЕТОДА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ  
 ДЛЯ АНАЛИЗА ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА УРАН

Е.Г.В е р т м а н

METROLOGICAL PARAMETERS OF DELAYED NEUTRONS METHOD FOR GEOLOGICAL OBJECTS ANALYSIS ON A URANIUM. A delayed neutrons method allows to determine uranium content in rocks, ores and minerals with sensitivity  $5 \cdot 10^{-7}\%$  and in oils and waters with 0,05 mg/l sensitivity the irradiation by thermal neutron flux equal  $2 \cdot 10^{13}$  n/(cm<sup>2</sup>·s). The reproducibility of the results at 95% confidence level is 1-10% in the range of contents from  $1 \cdot 10^{-6}\%$  to 100%.

Метод запаздывающих нейтронов обладает уникальными метрологическими параметрами при анализе геологических объектов со сложной матрицей (например, горной породы) [1]. Метод основан на регистрации запаздывающих нейтронов, которые в отличие от мгновенных нейтронов, сопровождающих деление ядер тяжелых элементов, испускаются с запаздыванием на время, определяемое периодом полураспада изотопов, так называемых предшественников запаздывающих нейтронов [2]. Эти предшественники являются осколками деления ядер <sup>235</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>232</sup>Th. Периоды полураспада основных шести групп изотопов-предшественников запаздывающих нейтронов лежат в диапазоне от десятых долей секунды до минуты.

Запаздывающие нейтроны испускают также изотопы <sup>9</sup>Li ( $T_{1/2} = 0,17$  с) и <sup>17</sup>N ( $T_{1/2} = 4,14$  с), но вероятность образования этих изотопов при облучении геологических объектов нейтронами реактора невелика. Из расчетов и работы [3] следует, что при выдержке около 20 с после облучения можно практически полностью исключить вклад этих изотопов в нейтронное излучение образца. В этом случае интенсивность испускания запаздывающих нейтронов определяется содержанием урана и тория в исследуемом образце.

Раздельное определение урана и тория может быть осуществлено благодаря тому, что <sup>238</sup>U и <sup>232</sup>Th делятся под действием быстрых нейтронов, тогда как <sup>235</sup>U делится под действием тепловых нейтронов. Если учесть, что естественное фракционирование указанных изотопов урана незначительно, а содержание урана и тория в горных породах, как правило, различается не очень сильно, то, облучая один и тот же образец потоком нейтронов полного реакторного спектра, а затем надкритической его частью, можно по результатам этих двух измерений вычислить содержание урана и тория. Используя для облучения экспериментальный канал реактора с высоким отношением потока тепловых нейтронов к потоку быстрых нейтронов, можно измерять содержание урана в геологических образцах за одно облучение. При этом, как показывают расчеты и эксперимент, вкладом тория можно пренебречь.

Метод был реализован на исследовательском реакторе ИРТ-2 Научно-исследовательского института ядерной физики при Томском политехническом институте в виде экспериментальной установки МЭН-1, позволившей оценить основные возможности метода, а также выполнить анализ более 30 тыс. проб на уран и торий. Вторым этапом явилось создание автоматической установки МЭН-2У на исследовательском ядерном реакторе типа ВВР-К АН Казахской ССР с аналитической производительностью, равной 45 проб/ч [4].

Простота операции анализа, измерений и расчета результата позволили автоматизировать весь процесс. Основной временной режим анализа состоит в следующем: проба облучается 60 с, 10-20 с выдерживается и затем 60 с регистрируются запаздывающие нейтроны. При анализе нефти и вод время выдержки сокращено до 10 с, что позволяет снизить статистическую погрешность. Интегральный счет запаздывающих нейтронов измеряется блоком регистрации с 20 нейтронными счетчиками типа СМН-11 и специальной 20-канальной схемой регистрации, исключающей аппаратную погрешность. Результат выдается цифропечатающим устройством и вычисляется сравнением счета запаздывающих нейтронов от образца и эталона.

Благодаря эффективной защите от фоновых нейтронов, присутствующих в физическом зале реактора, фон установки уменьшен до 30 имп./мин. Достигнутая на установке максимальная чувствительность близка к пределу обнаружения и равна  $5 \cdot 10^{-7}$  мас.% урана при надежности 95% и массе образца горной породы, равной 5 г. Чувствительность метода можно повысить, применяя схему анализа с распаковкой капсулы с пробой и измерением без капсулы, увеличивающей собственный фон блока регистрации. Дру-

гой путь повышения чувствительности метода заключается в увеличении массы образца с 10 до 100 г. Однако в этом случае необходимо учитывать эффект самоэкранирования.

Содержание урана в сырых нефтях и подземных водах без предварительного концентрирования методом запаздывающих нейтронов можно определить при использовании высоких потоков нейтронов или при измерении больших навесок (до 1000 г). Для нефти авторы применяли предварительное концентрирование по известным методикам: коксование или озоление [5] и получение сухого остатка [6]. Погрешности метода в основном определяются мешающим вкладом тория и статистической погрешностью. В табл.1 показана зависимость предела обнаружения урана от содержания тория в пробе массой 10 г для блока регистрации с 20 счетчиками СММ-1 на установке МЗН-1 при мощности реактора, равной 2,1 МВт. Для 1 мкг урана интегральный счет запаздывающих нейтронов равен 360 импульсам за 60 с.

Таблица 1

Предел обнаружения урана  
в зависимости от содержания тория в пробе

Счет фона, имп./мин	Содержание тория, мас.%			
	0	$10^{-4}$	$10^{-3}$	$10^{-2}$
Для тория, $N_{\Phi_{Tb}}$	0	45	450	4500
При анализе:				
без капсулы ( $N_{\Phi}=26$ )	$4,3 \cdot 10^{-7}$	$7 \cdot 10^{-7}$	$1,8 \cdot 10^{-6}$	$5,6 \cdot 10^{-6}$
с капсулой ( $N_{\Phi_k}=68$ )	$6,9 \cdot 10^{-7}$	$8,9 \cdot 10^{-7}$	$1,9 \cdot 10^{-6}$	$5,7 \cdot 10^{-6}$

Воспроизводимость результатов анализа методом запаздывающих нейтронов составляет 1-3% для содержаний урана  $10^{-5}$ -10% и менее 10% для содержаний урана  $10^{-5}$ - $10^{-6}$ %. В работе [1] сопоставляются метрологические параметры этого метода с широко распространенными в настоящее время методами анализа. В табл.2 приведены коэффициенты корреляций по результатам межлабораторного контроля.

Таблица 2

Сопоставление результатов анализа горных пород на уран,  
выполненных методом запаздывающих нейтронов  
и другими методами анализа

Параметры	Метод			
	рентгено- спектральный флуоресцентный	люмино- сцентный	гамма-спектро- метрический (по естествен- ной радиоактив- ности радия)	химичес- кий
Коэффициент корреляции	0,61	0,84	0,72	0,99
Число анализов	30	30	30	34
Диапазон содержаний урана, $\times 10^{-4}$ %	I-II	I-II	I-II	$10^2$ - $10^4$

Правильность результатов анализа метода запаздывающих нейтронов можно оценить как весьма высокую, учитывая то, что этот метод эталонируется по химически чистому веществу (азотнокислому уранилу) и является прямым методом анализа урана. Сопоставление результатов анализа стандартных образцов горных пород СССР и ГДР подтверждает этот вывод (табл.3).

Из изложенного можно сделать вывод, что метод определения содержаний урана по запаздывающим нейтронам обладает высокими метрологическими параметрами. Он позволяет анализировать уран в широком диапазоне содержаний, что дает возможность исследовать распределение этого элемента в большинстве разновидностей осадочных, метаморфических и изверженных горных пород, а также в нефтях и водах. Значительная масса анализируемой пробы, наряду с высокой точностью самого метода определения урана, дает возможность изучать геохимические ореолы урана с высокой точностью. Метод относится к чисто инструментальным аналитическим методам, т.е. имеет низкую трудоемкость, а следовательно, и стоимость. Методика не требует истирания пробы, достаточно дробления пробы до 1-3 мм. Метод экспрессен и может быть полностью автоматизирован.

Таблица 3

Содержание урана в стандартных образцах горных пород СССР и ГДР,  $\mu\text{г}\cdot\text{г}^{-1}$  мас.%

Стандартные образцы	Паспортные данные	Метод запаздывающих нейтронов, СНИИГТМС (Томское отделение)	Гамма-спектрометрический метод		Инструментальный нейтронно-активационный анализ, ИГТГ СО АН СССР /9/	Люминесцентный анализ, ИГТГ СО АН СССР /9/	Рентгено-спектральный флуоресцентный анализ, ЦКЛ МГ СССР /9/
			ГЕОХИ АН СССР /7/	ИГТГ СО АН СССР /8,9/			
Г1-С	4,1±0,1	4,6±0,17	4,6±0,1	-	-	4,05±0,3	-
Г2-С	0,60±0,05	1,05±0,04	0,70±0,05	-	-	0,55±0,07	-
Д1-С	1,1±0,1	1,3±0,06	1,25±0,05	-	-	0,80±0,07	-
И1-С	0,12±0,20	0,27±0,02	-	-	-	0,12±0,03	-
СТ-1А	63±4	66,8±0,5	64,9±0,3	77,3±1,3	71,4±9,7	-	68,1
СТ-1А	(1)	0,82±0,05	0,80±0,05	0,6±0,05	-	-	1,2
СТД-1А	(4)	2,4±0,1	2,5±0,1	2,5±0,1	2,2±0,3	-	8,9
СА-1	(1,4+4,5)	3,1±0,1	3,1±0,1	3,6±0,1	3,1±0,3	-	-
СИ-1	(1,7)	1,5±0,07	1,9±0,1	1,7±0,06	-	-	-
СТ-2	(0,65+3,0)	0,79±0,05	0,80±0,05	0,6±0,1	0,73±0,10	-	-
ТВ	3,4±0,6	3,1±0,05	-	3,1±0,2	3,4±0,3	2,70	-
GM	6,8±1,5	9,2±0,5	6,6±0,2	8,6±0,3	9,2±0,6	8,45	-
TS	22	30,5±0,1	-	-	-	-	-
BM	(1)	0,85±0,05	0,7±0,1	-	-	-	-
KN	(1)	1,03±0,1	0,8±0,1	-	-	-	-

По результатам определения содержания урана в стандартных образцах горных пород и руд можно сделать вывод, что "прямой" метод запаздывающих нейтронов может быть использован для аттестации стандартных образцов горных пород и руд в широком диапазоне содержания урана. Сопоставление метрологических параметров, известных в настоящее время, методом определения урана в геологических объектах позволяет сделать вывод о том, что метод запаздывающих нейтронов наиболее полно удовлетворяет требованиям прикладной геохимии и открывает перед ней новые возможности.

## Список литературы

1. Вертман Е.Г., Столбов Ю.М., Мещеряков Р.П. Геохимия, 1979, № 9, с.1337.
2. Echo M.W., Turk E.H. PTR-143, Phillips Petroleum. Atom. Energy, Division. Idaho Falls., Id., 1957.
3. Amiel S. Anal. Chem., 1962, v.34, N 13, p.1683.
4. Вертман Е.Г., Вайшла А.А., Судыко А.Ф. В кн.: Тезисы конференции "Молодые ученые и специалисты в развитии производительных сил Томской области". Томск, 1980, с.187.
5. Арбузов В.М., Иванцов В.П., Комов В.Д. Ядерно-геохимические методы. Новосибирск: Изд. ИГТГ СО АН СССР, 1976, с.55.
6. Резников А.А., Меликовская Е.П., Соколов И.Ю. Методы анализа природных вод. М.: Недра, 1970.
7. Соборнов О.П. Геохимия, 1977, № 11, с.1700.
8. Гавлин В.М., Бобров В.А., Малысова З.В. Ядерно-геохимические методы. Новосибирск: Изд. ИГТГ СО АН СССР, 1976, с.69.
9. Гавлин В.М., Бобров В.А., Вертман Е.Г. и др. Физические методы анализа в геохимии. Новосибирск: Изд. ИГТГ СО АН СССР, 1978, с.38.

Статья поступила в редакцию 7 февраля 1983 г.

НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРЫ РЕАКЦИИ ( $\alpha$ , xn)

А.В.Балицкий, Н.С.Биряков, Б.В.Журавлев,  
А.П.Руденко, О.А.Сальников, В.И.Трикова

NEUTRON SPECTRA FROM REACTION ( $\alpha$ , xn). The spectra and the angular distributions of the neutrons from reaction ( $\alpha$ , xn) on nuclei  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  are measured at energy of  $\alpha$ -particles 26,8 MeV. Analysis of the experimental data has shown, that the nonequilibrium part of the spectra conditioned by the direct stripping processes. The level density parameters have been extracted from analysis of the equilibrium component.

Настоящая работа является продолжением исследований энергетических и угловых распределений нейтронов, испускаемых в реакциях, вызванных  $\alpha$ -частицами [1]. В работе были измерены спектры нейтронов реакции ( $\alpha$ , xn) на ядрах  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  под углами 30, 60, 90, 120 и 150° при энергии  $\alpha$ -частиц 26,8±0,4 МэВ. Измерения проводили методом времени пролета на циклотроне Физико-энергетического института [2]. В качестве мишеней использовали металлические фольги, толщина и изотопное обогащение которых указаны в работе [1]. Ток на мишени составлял в среднем 30 нА. Нейтроны регистрировались сцинтилляционным детектором на основе кристалла стильбена (диаметром 70 мм, толщиной 50 мм) и фотоумножителя ФЭУ-30 со схемой (n- $\gamma$ )-дискриминации [3]. Эффективность детектора до 15 МэВ определяли измерением спектра мгновенных нейтронов деления  $^{252}\text{Cf}$  методом времени пролета. Выше 15 МэВ эффективность рассчитывали методом прямого моделирования взаимодействия нейтронов с веществом сцинтиллятора по программе, описанной в работе [4]. Разрешающая способность спектрометра, определяемая по ширине  $\gamma$ -пика на полувысоте, составляла 1 нс/м при пролетной базе 2,5 м.

Характерные интегральные спектры и угловые распределения нейтронов, испущенных в реакции ( $\alpha$ , xn) на ядрах  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ , приведены на рис. 1, 2. Гистограммой представлены спектры асимметричной компоненты углового распределения нейтронов. В пределах ошибок измерений наблюдается согласие спектров асимметричной компоненты с интегральными спектрами в высокоэнергетической части, указывающее на прямой механизм взаимодействия. Как и в предыдущих работах [1, 2], исходя из предположения, что механизм реакции представляет собой сумму равновесной и прямой компонент, сечение эмиссии нейтронов можно записать в следующем виде:

$$\sigma(E_n) = A_1 E_n^{5/11} \exp[-(12/11)(E_n/T)] + A_2 \sqrt{E_n} U^{n-1}, \quad (1)$$

где  $E_n$  - энергия нейтронов;  $T$  - температура ядра после испарения первого нейтрона;  $U$  - энергия возбуждения ядра;  $n$  - число экситонов в остаточном ядре;  $A_1$  и  $A_2$  - константы. Первый член суммы (1), описывающий равновесный распад компаундной системы, - формула Мекутера [5], полученная в модели последовательного испарения частиц; второй член - сечение прямого взаимодействия, полученное при определенных предположениях относительно усредненного матричного элемента и плотности состояний в остаточном ядре [1].

Результаты анализа нейтронных спектров реакции ( $\alpha$ , xn) согласно выражению (1) представлены на рис. 1 и в таблице. Интегральные спектры, спектры асимметричной компоненты и равновесной эмиссии хорошо согласуются с расчетом по формуле (1) и параметрам, представленным в таблице. Наиболее полное описание спектров асимметричной компоненты и соответственно жесткой части нейтронных спектров в большинстве случаев достигается при  $n=3$ , как и при  $E_\alpha=45$  МэВ [1]. Физически это соответствует прямому процессу срыва при взаимодействии  $\alpha$ -частицы с ядром. Имеющиеся отклонения ( $n=4$  для  $^{53}\text{Cr}$  и  $^{113}\text{Cd}$ ) подчеркивают, по-видимому, тот факт, что второй член выражения (1) описывает лишь некоторую общую закономерность, не отражая индивидуальных особенностей прямого взаимодействия. На это же указывают и довольно сильные изменения отношения сечений неравновесной эмиссии при  $E_\alpha=45,2$  МэВ и  $E_\alpha=26,8$  МэВ, связанные, по-видимому, с различной зависимостью усредненного матричного элемента от энергии  $\alpha$ -частиц.

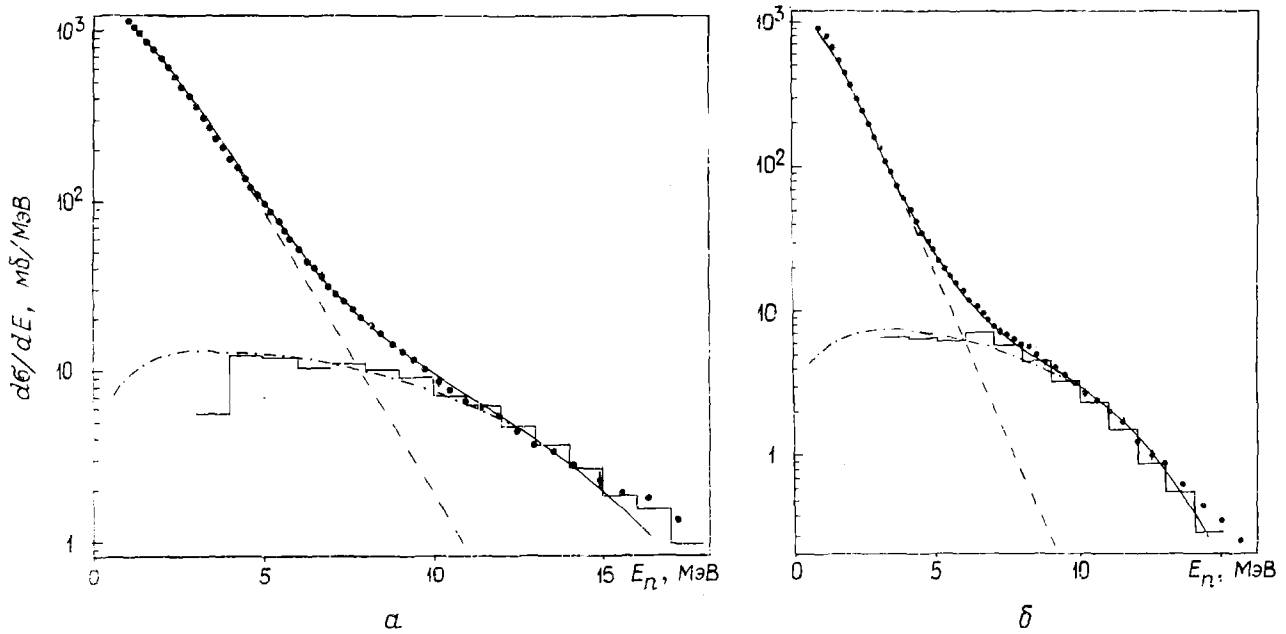


Рис.1. Спектры нейтронов реакций  $^{90}\text{Zr}(\alpha, xn)$ (а) и  $^{181}\text{Ta}(\alpha, xn)$ (б). Точки - интегральный спектр. Расчетные спектры: --- - равновесный; - - - - неравновесный; ..... - суммарный; гистограмма - спектр асимметричной компоненты

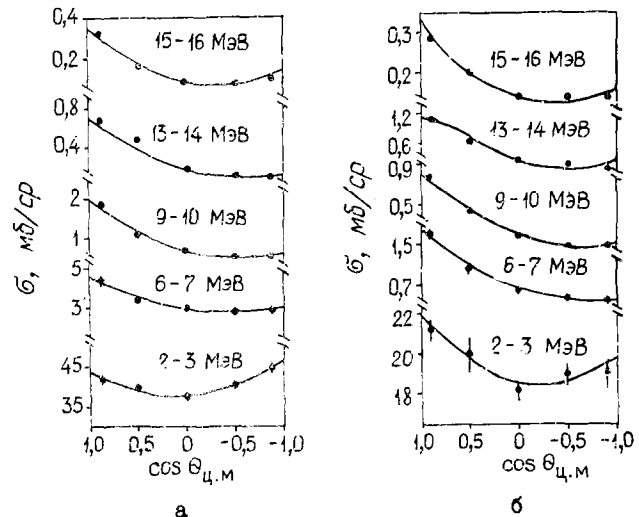


Рис.2. Угловые распределения нейтронов, испущенных в реакции  $(\alpha, xn)$  на ядрах  $^{90}\text{Zr}$  (а) и  $^{181}\text{Ta}$  (б). Кривые - аппроксимация разложением по полиномам Лежандра

Важным моментом проведенного анализа представляется получение на основе спектра равновесной эмиссии информации о плотности уровней ядер в области высоких энергий возбуждения. В результате нахождения температуры ядра  $T$  после испускания первого нейтрона методом Лекутера [5] определен параметр плотности ядерных уровней  $\alpha$ :

$$\alpha = \left[ (1/T) + (3/2\bar{U}) \right]^2 \bar{U}, \quad (2)$$

где  $\bar{U} = E_\alpha - 2T + Q$  - средняя энергия возбуждения остаточного ядра. Найденные таким образом значения параметра плотности представлены в таблице. Их удовлетворительное в целом согласие с данными систематики параметров плотности ядерных уровней [6] указывает на правильность произведенного в работе разделения механизма реакции.

Таким образом, спектры эмиссии нейтронов при  $E_{\alpha} = 26,8$  МэВ, так же как и при  $E_{\alpha} = 45,2$  МэВ, могут быть интерпретированы в рамках традиционных компаундного и усредненного прямого механизмов реакции.

Результаты анализа нейтронных спектров

Ядро-мишень	T, МэВ	a, МэВ <sup>-1</sup>	n	$\sigma_{\alpha, xn}$ , мб	$\sigma_{diz}$ , мб	$\frac{\sigma_{diz}(45,2)}{\sigma_{diz}(26,8)}$	a / $\langle \sigma \rangle$ , МэВ <sup>-1</sup>
<sup>27</sup> Al	2,34±0,03	4,7±0,2	3	776±60	34±3	4,2±0,7	-
<sup>53</sup> Cr	1,91±0,02	7,6±0,4	4	2370±180	158±20	1,7±0,3	6,5
<sup>56</sup> Fe	1,86±0,02	6,6±0,3	3	1620±120	53±6	4,6±0,8	5,8
<sup>58</sup> Ni	1,86±0,02	5,5±0,3	3	363±30	30±3	5,1±0,9	6,0
<sup>60</sup> Ni	1,73±0,02	6,7±0,3	3	1270±90	65±6	4,6±0,8	6,6
<sup>62</sup> Ni	1,76±0,02	7,0±0,4	3	2180±160	47±5	7,2±1,3	8,0
<sup>90</sup> Zr	1,32±0,02	11,5±0,6	3	3100±230	131±12	2,9±0,5	10,4
<sup>91</sup> Zr	1,42±0,02	11,0±0,6	3	3270±240	101±10	4,1±0,7	10,9
<sup>94</sup> Zr	1,42±0,02	10,7±0,5	3	3260±240	101±10	4,4±0,8	12,0
<sup>113</sup> Cd	1,31±0,02	13,9±0,7	4	2930±220	107±12	3,1±0,5	14,6
<sup>115</sup> In	1,29±0,02	11,9±0,7	3	2680±200	83±8	4,6±0,8	14,9
<sup>122</sup> Sn	1,27±0,01	12,6±0,7	3	2810±210	133±12	3,7±0,6	15,3
<sup>181</sup> Ta	0,94±0,01	18,7±1,0	3	2040±150	66±7	7,5±1,3	19,8

Примечание.  $\sigma_{\alpha, xn}$  - полное сечение эмиссии нейтронов;  
 $\sigma_{diz}$  - сечение неравновесной эмиссии; a - параметр плотности ядерных уровней в модели ферми-газа.

Список литературы

1. Бириков Н.С., Журавлев Б.В., Руденко А.П. и др. Спектры нейтронов из реакции ( $\alpha, xn$ ). - В кн.: Нейтронная физика (Материалы 5-й Всесоюзной конференции по нейтронной физике, Киев, 15-19 сентября 1980 г.). М.: ЦНИИатоминформ, 1980, ч.2, с.30-34.
2. Бириков Н.С., Журавлев Б.В. и др. Ядерная физика, 1980, т.31, с.561.
3. Бириков Н.С. и др. In: Neutron Induced Reactions (Proc. of the Second Intern. Symp., June 25-29, 1979, Smolenice). Bratislava, 1980, p.435.
4. Чулков Л.В. Препринт № 2594. М.: ИАЭ, 1975.
5. Le Couteur K.T., Lang D.W. Nucl.Phys., 1959, v.13, p.32.
6. Dilg W., Schantl W., Vonach H. Ibid., 1973, v.A217, p.269.

Статья поступила в редакцию 21 марта 1983 г.

Библиографический индекс работ, помещенных в настоящем выпуске,  
в Международной системе СИИДА

Element		Quantity	Laboratory	Work-type	Energy (eV)		Page	COMMENTS
S	A				min	max		
LI	006	DEL	FEI	Expt	8.96		16	Foerch+SIG(NEUT-E), TBL
LI	006	DIN	FEI	Expt	8.96		16	Foerch+
LI	007	DEL	FEI	Expt	8.96		16	Foerch+
LI	007	DIN	FEI	Expt	8.96		16	Foerch+
FE	056	DEL		Expt	1.05	8.05	19	SARKISOV+ OPTMØD, GRAPH

Редактор Г.В.Зубова

Технический редактор С.И.Халиллулина

Корректоры: Н.С.Овсянникова, Г.С.Платонова, Е.М.Смирдонова

Подписано в печать 23.08.83. Т-17937. Формат 60x84 1/8.  
 Офсетная печать. Печ.л. 6,5. Уч.-изд.л. 6,0. Тираж 367 экз.  
 Индекс 3645. 9 статей. Зак.тип. № 894

Отпечатано в ЦНИИатоминформе  
127434, Москва, аб/ящ 971





УДК 539.172.4

АНАЛИЗ СЕЧЕНИЙ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ ПРИ СРЕДНИХ ЭНЕРГИЯХ В РАМКАХ ТЕОРЕТИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ/В.М.Бычков, А.Б.Пашенко, В.И.Пляскин - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 3-11.

В рамках многокаскадной статистической теории Хаузера - Фешбаха и экситонной модели Гриффина проанализированы возможности теоретического описания при едином подходе сечений и спектров эмиссии частиц для различных типов ядерных реакций. Сделан вывод, что используемые модели позволяют описать функции возбуждения реакций под действием разных налетающих частиц. Подтверждена обнаруженная ранее необходимость выбора параметров плотности уровней из разных систематик при описании различных каналов реакции на ядрах средних масс. Показано, что хорошие результаты при описании спектров эмиссии продуктов реакции для энергий падающих частиц порядка нескольких мегаэлектронвольт над порогом соответствующей реакции дает испарительная модель Вайскопфа, а в околопороговой области энергий существенно проявляется влияние законов сохранения момента и четности (рис.10, список лит. - 17 назв.).

УДК 539.170.013

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОГРЕШНОСТЕЙ РЕЗОНАНСНЫХ КРИВЫХ НА ОСНОВЕ ПАДЕ-АПРОКСИМАЦИИ/С.А.Бадиков, Е.В.Гай, Н.С.Работнов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 11-16.

Рассматривается метод определения погрешностей при аппроксимации экспериментальных зависимостей рациональными функциями (Пале-аппроксимация) с опорными значениями в качестве параметров. Указывается способ выбора опорных точек, при котором ковариационная матрица параметров диагональна. Вычисляется коэффициент корреляции значений аппроксиманты в двух произвольных точках. Результаты иллюстрируются модельными задачами (рис.4, список лит. - 5 назв.).

УДК 539.125.5.17

СЕЧЕНИЯ УПРУТОГО И НЕУПРУТОГО РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ НА ЯДРАХ  ${}^6\text{Li}$  И  ${}^7\text{Li}$  ПРИ НАЧАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ 8,9 МэВ/Г.Фёрч, Д.Шмидт, Д.Зелигер, Т.Штраэль, Г.Н.Ловчикова, А.М.Труфанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 16-18.

Представлены дифференциальные сечения упругого и неупругого рассеяния нейтронов на ядрах  ${}^6\text{Li}$  и  ${}^7\text{Li}$  при начальной энергии нейтронов 8,9 МэВ. Источником нейтронов служила реакция  $\text{D}(d,n){}^3\text{He}$ . Измерения проводились методом времени пролета при углах 20-160° с интервалом в 20° (табл.3, список лит. - 14 назв.).



УДК 539.17.015

ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫЕ СЕЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ НЕЙТРОНОВ ЯДРАМИ ЖЕЛЕЗА В ОБЛАСТИ ЭНЕРГИИ 0,1-0,8 МэВ/А.А.Саркисов, И.Н.Мартемьянов, А.М.Богуславский. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 19-23.

56 Измеренные дифференциальные сечения рассеяния нейтронов ядрами Fe в области 0,1-0,8 МэВ представлены в виде угловых распределений и аппроксимированы полиномами Лежандра. Экспериментальные данные описываются оптической моделью с локальным потенциалом Бьеркунда - Фернбаха. Вычислены разности сечений для фильтрованного и нефильтрованного пучков нейтронов (рис.4, список лит. - 4 назв.).

УДК 539.125.5.17

ИССЛЕДОВАНИЕ СПЕКТРОВ НЕЙТРОНОВ ЭМИССИИ ИЗ <sup>235</sup>U ПРИ ЭНЕРГИИ БОМБАРДИРУЮЩИХ НЕЙТРОНОВ 4,9 МэВ/Т.Н.Ловчикова, О.А.Сальников, С.П.Симаков, С.Э.Сухих, А.В.Поляков, А.М.Труфанов. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 23-27.

Измерены спектры эмиссии нейтронов, возникающих при бомбардировке ядер <sup>235</sup>U нейтронами с энергией 4,9 МэВ. Измерения проведены методом времени пролета на ускорителе ЭП-10М с использованием газовой триггерной мишени в качестве источника нейтронов. Спектры эмиссии нейтронов измерены под углами 30, 45, 60, 90, 120 и 150° к пучку падающих нейтронов. Получены дважды-дифференциальные сечения неупругого рассеяния нейтронов после вычитания спектра деления в форме Максвелла с температурой T=1,38 МэВ. Интегральное сечение неупругого сечения, полученное в работе, равно  $2,21 \pm 0,44$  б (рис.4, список лит. - 16 назв.).

УДК 621.170.013

АНАЛИЗ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ПРОПУСКАНИЮ ДЛЯ <sup>238</sup>U В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/А.А.Ваньков, Л.С.Гостева, В.Ф.Украинцев. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 27-33.

Дан краткий обзор экспериментов по пропусканию для <sup>238</sup>U в области неразрешенных резонансов. Проанализированы экспериментальные данные в целях уточнения средних резонансных параметров и групповых констант. Получены оценки средних резонансных параметров и групповых констант <sup>238</sup>U в области неразрешенных резонансов (рис.3, табл.4, список лит. - 9 назв.).



УДК 621.170.013

ГРУППОВЫЕ КОНСТАНТЫ И ХАРАКТЕРИСТИКИ СТРУКТУРЫ НЕЙТРОННЫХ СЕЧЕНИЙ ДЛЯ  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  В ОБЛАСТИ НЕРАЗРЕШЕННЫХ РЕЗОНАНСОВ/ А.А.Ваньков, С.Топков, В.Ф.Украинцев, Чан Хань Май, Н.Янова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 3(52), с.33-38.

Представлены результаты анализа структуры нейтронных сечений  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{240}\text{Pu}$ ,  $^{242}\text{Pu}$  на основе метода статистического моделирования. Проведен сравнительный анализ средних резонансных параметров указанных изотопов на основе различных оценок и наших расчетов по оптической модели. Благодаря выбраным средним резонансным параметрам рассчитаны средние сечения и факторы резонансного самоэкранирования. Полученные результаты сравниваются с данными других авторов (рис.2, табл.3, список лит. - 12 назв.).

УДК 539.173.84:546.791

МЕТРОЛОГИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ МЕТОДА ЗАПАЗДЫВАЮЩИХ НЕЙТРОНОВ ДЛЯ АНАЛИЗА ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ОБЪЕКТОВ НА УРАН/Е.Г.Вертман. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып. 3 (52), с. 39-41.

Показано, что метод запаздывающих нейтронов позволяет определять содержание урана в породах, рудах и минералах с чувствительностью  $5 \cdot 10^{-7}$  мас.%, а также в нефтях и водах (0,05 мкг/л) при облучении в потоке тепловых нейтронов, равном  $2 \cdot 10^{13}$  нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$ . Воспроизводимость результатов равна 1-10% в диапазоне содержания  $1 \cdot 10^{-6}$  - 100 мас.% при доверительной вероятности 95% (табл. 3, список лит. - 9 назв.).

УДК 539.170.012

НЕЙТРОННЫЕ СПЕКТРЫ РЕАКЦИИ ( $\alpha, xn$ )/А.В.Балицкий, Н.С.Биржков, Б.В.Журавлев, А.П.Руденко, О.А.Сальников, В.И.Трыкова. - Вопросы атомной науки и техники. Сер. Ядерные константы, 1983, вып.3(52), с. 42-44.

Измерены спектры и угловые распределения нейтронов реакции ( $\alpha, xn$ ) на ядрах  $^{27}\text{Al}$ ,  $^{53}\text{Cr}$ ,  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$ ,  $^{62}\text{Ni}$ ,  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{91}\text{Zr}$ ,  $^{94}\text{Zr}$ ,  $^{113}\text{Cd}$ ,  $^{115}\text{In}$ ,  $^{122}\text{Sn}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  при энергии  $\alpha$ -частиц 26,8 МэВ. Анализ показал, что неравновесная часть спектра обусловлена процессами срыва. Параметры плотности ядерных уровней определены в результате анализа спектров равновесной эмиссии (рис.2, табл.1, список лит. - 6 назв.).

1 р. 50 к.

Индекс 3645

Вопросы атомной науки и техники. Серия: Ядерные константы, 1983, вып.3(52), 1-45.