

УДК 539.173.4

**ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР  
РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ**

*Ю. Н. Копац, А. Б. Попов, В. И. Фурман,  
В. П. Алфименков, Л. Ласонь, Л. Б. Пикельнер*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

*Н. Н. Гонин, Л. К. Козловский, Д. И. Тамбовцев*

Физико-энергетический институт, Обнинск

*А. М. Гагарский, Г. А. Петров, В. Е. Соколов*

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ В ОПИСАНИИ ДЕЛЕНИЯ	204
ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР $^{235}\text{U}$	208
$P$ -ЧЕТНЫЕ И $P$ -НЕЧЕТНЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ В ИНТЕРФЕРЕНЦИИ $s$ - И $p$ -НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ	212
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	214

УДК 539.173.4

## ДЕЛЕНИЕ ТЯЖЕЛЫХ ЯДЕР РЕЗОНАНСНЫМИ НЕЙТРОНАМИ

*Ю. Н. Копач, А. Б. Попов, В. И. Фурман,  
В. П. Алфименков, Л. Ласонь, Л. Б. Пикельнер*

Объединенный институт ядерных исследований, Дубна  
Лаборатория нейтронной физики им. И. М. Франка

*Н. Н. Гонин, Л. К. Козловский, Д. И. Тамбовцев*

Физико-энергетический институт, Обнинск

*А. М. Гагарский, Г. А. Петров, В. Е. Соколов*

Петербургский институт ядерной физики РАН, Гатчина

Кратко излагается новый подход к описанию деления, подобный обычной теории реакций и использующий представление спиральности для выходных делительных каналов. Этот подход позволил объединить многомодальную структуру деления с концепцией переходных состояний О. Бора и получить формулы для парциальных и дифференциальных сечений деления, которые были использованы для анализа угловой анизотропии осколков при делении выстроенных ядер  $^{235}\text{U}$  резонансными нейтронами и  $P$ -четных угловых корреляций осколков «вперед–назад» и «право–лево» или  $P$ -нечетных корреляций, обусловленных интерференцией  $s$ - и  $p$ -волновых нейтронных резонансов.

A new approach to the description of the fission, similar to the well-known reaction theory and based on the helicity representation for the exit fission channels, was briefly summarized. This approach allowed one to connect the multimodal fission representation with A. Bohr's concept of the fission transition states and to obtain formulas for the partial and differential fission cross sections. The formulas were used for analysis of the angular anisotropy of fragments in the neutron resonance induced fission of aligned  $^{235}\text{U}$  nuclei and of the  $P$ -even angular «forward-backward» and «right-left» correlations of fragments or the  $P$ -odd correlations caused by the interference of  $s$ - and  $p$ -wave neutron resonances.

### НОВЫЕ ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ПОДХОДЫ В ОПИСАНИИ ДЕЛЕНИЯ

Более чем пятидесятилетние интенсивные теоретические и экспериментальные исследования процесса деления (как спонтанного, так и вынужденного) не привели до сих пор к достаточно полному пониманию динамики и механизма деления, а также к строгому и однозначному математическому описанию разных его этапов. Причиной этого является прежде всего то, что

ядерное деление представляет собой одно из самых сложных ядерных превращений многочастичной системы, связанное с глубоким перераспределением массы и заряда исходного ядра, образованием сильнодеформированных осколков, обладающих высокими спинами и энергиями возбуждения. Другое существенное обстоятельство состоит в том, что в большинстве экспериментов ядерное деление изучается в условиях, когда невозможно получить информацию о базисных амплитудах процесса, характеризующихся четностью  $\pi$ , полным спином делящейся системы  $J$  и его проекцией на ось деления  $K$ .

Уже в ранних подходах к описанию деления теория строилась на предположениях о сохранении спина и аксиальной симметрии делящейся системы, что и давало возможность описывать переходные состояния такой системы в терминах квантовых чисел  $J^\pi K$ . В точке разрыва ядро при переходе в осколки имеет множество каналов, описываемых квантовыми числами  $c_f$  и характеризующихся полной кинетической энергией ТКЕ, относительным орбитальным моментом  $L$  и спином канала  $F$ . Парадокс деления состоит в том, что, несмотря на множество каналов  $c_f$ , наблюдаются сильные интерференционные эффекты в резонансной структуре индуцированного нейтронами сечения деления, а также большие флуктуации парциальных и полных делительных ширин нейтронных резонансов. Большие вариации с энергией нейтронов наблюдаются в угловой анизотропии осколков при делении  $s$ -нейтронами выстроенных ядер, а также в угловых корреляциях осколков, обусловленных интерференцией  $s$ - и  $p$ -волновых амплитуд  $(n, f)$ -реакции.

Качественное объяснение флуктуаций делительных ширин и угловой анизотропии осколков при делении выстроенных ядер было дано О. Бором. Он предположил, что наблюдаемые делительные каналы связаны с переходными состояниями холодного сильнодеформированного делящегося ядра на вершине барьера деления, которые характеризуются квантовыми числами  $J^\pi K$ . Предполагая, что сохраняется аксиальная симметрия ядра в переходе от седловой точки к разрыву и что ось деления в пространстве совпадает с осью деформации, О. Бор указал возможный путь для описания угловых распределений осколков. Этот подход позволил описать качественно иерархию барьеров деления с разными  $J^\pi K$  и большие флуктуации делительных ширин в резонансах.

Проблема стала более драматичной после открытия кластеризации делительных каналов, названных модами деления. Ситуация выглядит так, будто делящееся ядро, приближаясь к точке разрыва, может достичь только весьма ограниченного набора предразрывных конфигураций, которые формируют, в свою очередь, продукты деления, относящиеся к разным модам деления. Соотношения между боровскими каналами и модами деления стали предметом новых теоретических исследований. Корреляции между флуктуациями массовых ТКЕ-распределений и угловой анизотропией осколков были рассмотрены в [1]. Было показано, что эти корреляции можно объяснить, если принять,

что волновая функция переходного состояния  $J^\pi K$  является разложением по волновым функциям делительных мод с коэффициентами, зависящими от деформации делящейся системы.

Последнее время развивается новый последовательный подход для описания деления, вызванного низкоэнергетическими нейтронами [2], который подобен обычной теории реакций. В принципе это приближение соответствует описанию интерференционных эффектов в делении нейтронами хорошо развитыми методами теории ядерных реакций. Однако эти методы не могут непосредственно использоваться для описания наблюдаемых делительных сечений. Стандартное для теории реакций представление спина канала  $\{c_f, F, L\}$  приводит к выражению для сечения  $(n, f)$ -реакции, недиагональному по орбитальному моменту  $L$ . Наблюдаемое сечение  $(n, f)$ -процесса является суммой по огромному числу  $\{c_f, F, L\}$ -каналов. Поскольку ничего не известно о распределениях величин  $F$  и  $L$  в каналах  $c_f$ , тем более о фазах соответствующих делительных амплитуд, то провести суммирование по набору квантовых чисел  $\{c_f, F, L\}$  и, таким образом, получить явное выражение для наблюдаемого  $(n, f)$ -сечения оказывается невозможным. Эти трудности удалось преодолеть, используя представление спиральности для выходных делительных каналов, введенное впервые В.М. Струтинским [3]. В результате стало возможно проведение суммирования по ненаблюдаемым каналам деления в рамках стандартной  $R$ -матричной модели ядерных реакций. Этот подход позволяет объединить естественным образом многомодальную структуру деления с концепцией переходных состояний О. Бора.

Ниже приводятся формулы из серии работ [2–4], которые были использованы для анализа экспериментальных данных, полученных в Лаборатории нейтронной физики в исследованиях угловой анизотропии осколков при делении выстроенных ядер  $^{235}\text{U}$  резонансными нейтронами [5] и  $P$ -четных угловых корреляций осколков «вперед–назад» (на неполяризованных нейтронах) и «право–лево» или  $P$ -нечетных корреляций (на поляризованном пучке) для делящихся ядер  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  [6, 7]:

$$\frac{d\sigma_{nf}(E)}{d\Omega_f} = \frac{1}{4\pi} \left[ \sigma_{nf}^{(0)}(E) + \sigma_{nf}^{(1)FB}(E)(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_k) + \sigma_{nf}^{(1)RL}(E)p_n(\mathbf{n}_f[\mathbf{n}_k \mathbf{n}_s]) + \right. \\ \left. + \sigma_{nf}^{(2)}(E)f_2P_2(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_J) \right], \quad (1)$$

где

$$\sigma_{nf}^{(0)}(E) = \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{J^\pi} g_J \sum_{l_j} \sum_K |S_J(l_j E \rightarrow K \pi f)|^2 = \sum_{J^\pi} \sigma_{nf}^{(0)J^\pi}(E) \quad (2)$$

есть полное сечение деления, выраженное суммой спин-разделенных компо-

нент. Другие члены (1) имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(1)FB} &= \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{J^\pi} \sum_{J'j} \sum_K \sqrt{g_J g_{J'}} (-1)^{\frac{3}{2}-j} \sqrt{6(2j+1)} \times \\ &\times U \left( IjJ1, J' \frac{1}{2} \right) C_{JK10}^{J'K} \operatorname{Re} \left[ S_{J'}^*(1jE \rightarrow K(-\pi)f) S_J \left( 0 \frac{1}{2} E \rightarrow K\pi f \right) \right], \end{aligned} \quad (3)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(1)RL}(E) &= \pi \bar{\lambda}^2 \sum_{J^\pi} \sum_{J'j} \sum_K \sqrt{g_J g_{J'}} (-1)^{\frac{3}{2}-j} \sqrt{6(2j+1)} \times \\ &\times U \left( IjJ1, J' \frac{1}{2} \right) C_{JK10}^{J'K} \operatorname{Im} \left[ S_{J'}^*(1jE \rightarrow K(-\pi)f) S_J \left( 0 \frac{1}{2} E \rightarrow K\pi f \right) \right] \beta_j \end{aligned} \quad (4)$$

и

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(2)} &= \pi \bar{\lambda}^2 G \sum_{J^\pi} \sum_{J'j} \sum_K \sqrt{g_J g_{J'}} U \left( \frac{1}{2} IJ'2, JI \right) \times \\ &\times C_{JK20}^{J'K} S_{J'}^* \left( 0 \frac{1}{2} E \rightarrow K\pi f \right) S_J \left( 0 \frac{1}{2} E \rightarrow K\pi f \right), \end{aligned} \quad (5)$$

которые описывают угловые распределения осколков. Здесь коэффициенты  $\beta_j = 1$  для  $j = 1/2$  и  $\beta_j = -0,5$  для  $j = 3/2$ , величины  $p_n$  и  $f_2$  — поляризация нейтронного пучка и коэффициент выстроенности ядер мишени соответственно,

$$G = \frac{15I^2}{\sqrt{(2I-1)I(I+1)(2I+3)}}.$$

В рамках описываемого приближения часть дифференциального сечения деления, ответственная за взаимодействие с нарушением пространственной четности, выражается следующим образом:

$$\frac{d\sigma_{nf}^{PV}(E)}{d\Omega_f} = \frac{1}{4\pi} \sigma(1) PV_{nf}(E) p_n(\mathbf{n}_f \mathbf{n}_s), \quad (6)$$

где

$$\begin{aligned} \sigma_{nf}^{(1)PV}(E) &= \pi \bar{\lambda}^2 \sum_J g_J U \left( IjJ1, J' \frac{1}{2} \right) \times \\ &\times \sum_K C_{JK10}^{J'K} S_{J'}^* \left( 0 \frac{1}{2} E \rightarrow K(-\pi)f \right) S_J \left( 0 \frac{1}{2} E \rightarrow K\pi f \right). \end{aligned} \quad (7)$$

### ИССЛЕДОВАНИЯ УГЛОВОЙ АНИЗОТРОПИИ ОСКОЛКОВ ДЕЛЕНИЯ ВЫСТРОЕННЫХ ЯДЕР $^{235}\text{U}$

Эксперимент проводился на 30-метровой пролетной базе бустера ИБР-30+ЛУЭ-40 [5]. Выстраивание спинов мишени достигалось охлаждением мозаики из монокристаллов уранил-рубидиевого нитрата до температуры  $\sim 0,2$  К с использованием рефрижератора с растворением  $^3\text{He} - ^4\text{He}$ . Рефрижератор обеспечивал ориентацию ядер в течение длительного времени (более двух недель) с достижением выстроенности  $f_2 \simeq 0,15 - 0,20$ . Использовались одновременно две мишени, из которых осколки регистрировались кремниевыми детекторами под углами  $0^\circ$ ,  $45^\circ$  и  $90^\circ$  относительно оси  $C$  каждой монокристаллической мозаики. Измерения проводились в интервале энергий нейтронов  $0,05 \div 100$  эВ. Наблюдаемая анизотропия осколков в соответствии с (1)–(5) описывалась формулой

$$\frac{d\sigma_{nf}(E)}{d\Omega} = \frac{\sigma_{nf}^{(0)}}{4\pi} [1 + f_2 A_2(E) P_2(\cos \theta)],$$

а  $S$ -матрица реакции бралась в виде

$$S_{nf}^J = 2 e^{-ika} \left( (I - K)^{-1} \right)_{nf},$$

где для матричных элементов  $K_{ij}$  использовалось выражение

$$K_{ij} = -\frac{1}{4} \sum_{\lambda} \frac{\Gamma_{\gamma\lambda} \sqrt{\Gamma_{i\lambda} \Gamma_{j\lambda}}}{d_{\lambda}} + \frac{i}{2} \sum_{\lambda} \frac{(E_{\lambda} - E) \sqrt{\Gamma_{i\lambda} \Gamma_{j\lambda}}}{d_{\lambda}},$$

$$d_{\lambda} = (E_{\lambda} - E)^2 + \Gamma_{\gamma\lambda}^2/4.$$

Удобно ввести  $W$ -матрицу:

$$W_{nf}^J = \left( (I - K)^{-1} \right)_{nf}. \quad (8)$$

В анализе [8] использовались данные о полном нейтронном сечении и о полном и спин-разделенных сечениях деления для  $^{235}\text{U}$  из банка NNDC [9]. В результате фитирования  $A_2(E)$  совместно с данными о сечениях, которое проводилось с помощью модифицированной программы SAMMY [10] или с использованием собственной программы A2FIT, был получен (при удовлетворительном описании всей совокупности экспериментальных данных) новый набор резонансных параметров, включающий в себя парциальные делительные ширины  $\Gamma_{fJK}$ . При фитировании каждый резонанс  $\lambda$  описывался

шестью параметрами:  $E^\lambda, \Gamma_\gamma^\lambda, \gamma_n^\lambda, \gamma_f^\lambda, \phi^\lambda$  и  $\theta^\lambda$ . Такая параметризация позволяет включить в подгонку до трех делительных каналов для каждого резонанса. Парциальные делительные амплитуды выражались через модуль полной делительной амплитуды  $\gamma_f^\lambda = \sqrt{\Gamma_f^\lambda}$  и два угла,  $\phi^\lambda$  и  $\theta^\lambda$ , в сферической системе координат:

$$\gamma_{f1}^\lambda = \gamma_f^\lambda \cos \phi^\lambda \sin \theta^\lambda, \quad \gamma_{f2}^\lambda = \gamma_f^\lambda \sin \phi^\lambda \sin \theta^\lambda, \quad \gamma_{f0}^\lambda = \gamma_f^\lambda \cos \theta^\lambda.$$

Радиационная ширина  $\Gamma_\gamma^\lambda$  фиксировалась равной 0,039 эВ для всех резонансов, остальные параметры варьировались. В анализе сначала предполагалось, что для резонансов со спином  $J = 3$  открыты три канала ( $K = 0, K = 1, K = 2$ ), а для резонансов с  $J = 4$  открыты два канала ( $K = 1, K = 2$ ). Из общих соображений состояния  $J^\pi K = 4^-0$  запрещены и можно ожидать отсутствия или очень малого вклада состояний с высокими  $K$  ( $J^\pi K = 3^-3, 4^-3, 4^-4$ ), т. к. геометрические факторы, определяющие коэффициент анизотропии для этих состояний, имеют положительный знак, в то время как наблюдаемый коэффициент  $A_2$  отрицателен во всей исследованной энергетической области. Барьеры деления для этих состояний должны быть более высокими, поэтому предполагалось, что вклад этих каналов отсутствует. Интегральное распределение парциальных делительных ширин для резонансов с  $J = 4$ , полученное при фитировании, в такой аппроксимации не согласуется с портер-томасовским распределением. Это дает основание для включения для резонансов  $J = 4$  также канала  $J^\pi K = 4^-0$ . Заметим, что заключение об абсолютном запрете канала  $4^-0$  основано на гипотезе О. Бора в ее простейшем варианте. Более тщательное изучение проблемы [4] показывает, что канал  $4^-0$  имеет более высокий первый барьер деления и относительно низкий второй барьер для асимметричных мод. Следовательно, можно ожидать в нашем случае, что канал  $4^-0$  будет хотя бы частично открытым. Поэтому был проведен повторный анализ всей совокупности экспериментальных данных в предположении открытости всех трех каналов для обеих групп резонансов с  $J = 3$  и  $J = 4$ .

Результаты окончательного фитирования  $A_2(E)$  показаны на рис. 1. (Все другие данные о сечениях также хорошо воспроизводятся.) Штриховая кривая соответствует набору резонансных параметров из ENDF/B-VI [9], которые весьма удовлетворительно описывают все сечения, но, как видно из рисунка, не воспроизводят энергетическую зависимость  $A_2$ .

На рис. 2 показаны относительные вклады разных  $K$ -компонент в полное и спин-разделенные сечения деления. Как и ожидалось, наблюдаются большие флуктуации весов  $K$ -каналов для разных компаунд-состояний, которые приводят к сильным флуктуациям вкладов  $K$ -каналов. Следует отметить значительный вклад компоненты  $K = 0$  в спин-разделенные и полное сечения деления.

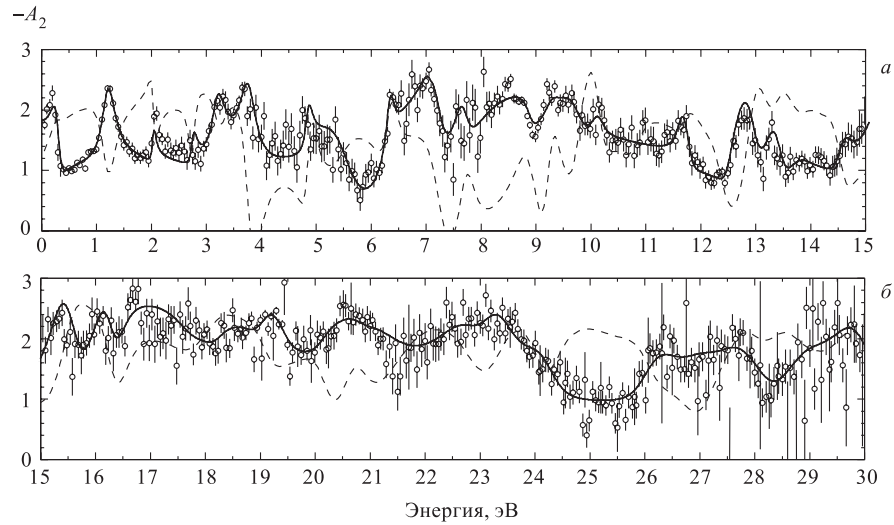


Рис. 1. Результаты фитирования  $A_2(E)$ . Штриховая кривая вычислена с использованием резонансных параметров из [9]

Интегральные распределения частичных делительных ширин резонансов в интервале  $0 \div 30$  эВ для каждого  $J^\pi K$ -канала хорошо согласуются с распределением Портера–Томаса с одной степенью свободы. Распределения полных делительных ширин для обоих спинов также находятся в согласии с распределением Портера–Томаса с числом степеней свободы между 2 и 3.

Средние вклады разных делительных каналов, определенные как

$$W_K = \frac{1}{N_\lambda} \sum_\lambda \frac{\Gamma_{f,K}^\lambda}{\Gamma_f^\lambda}, \quad (9)$$

которые могут служить мерой степени открытости данного канала, приведены в таблице.

Степень открытости разных каналов (%)

Спин	$K = 0$	$K = 1$	$K = 2$
$J = 3$	25	39	35
$J = 4$	26	40	34
$J = 3 + 4$	26	40	34



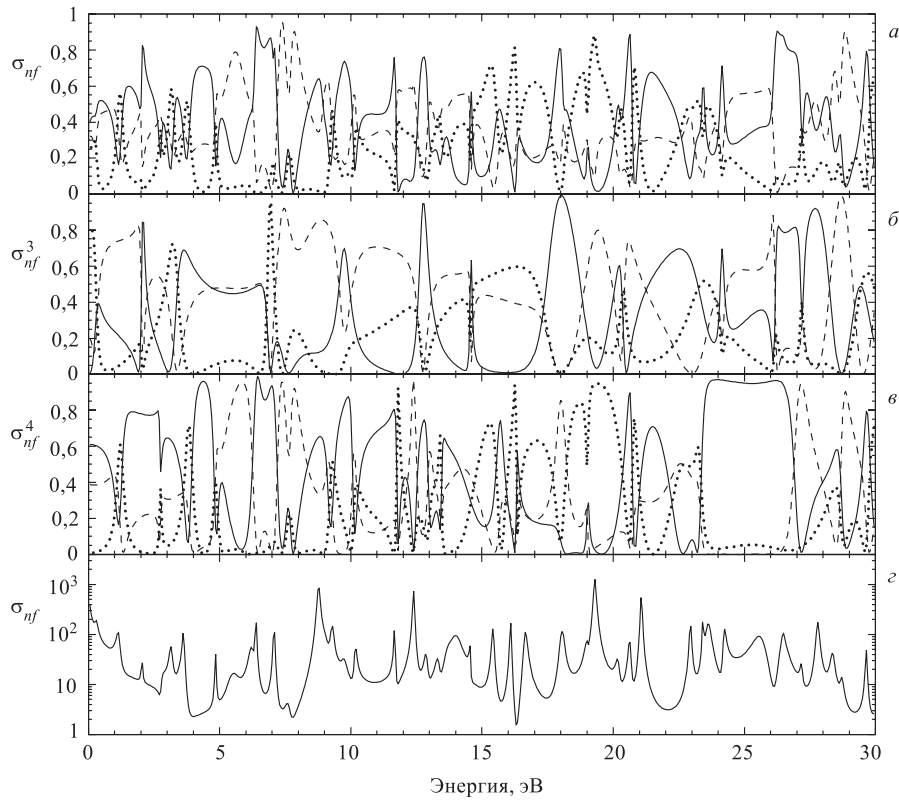


Рис. 2. Разложение полного и спин-разделенных сечений деления на  $K$ -компоненты:  $K = 0$  — точечная кривая;  $K = 1$  — сплошная;  $K = 2$  — штриховая. На графике г показано полное сечение деления

Заметим, что полученный набор резонансных параметров не является однозначным, т. к. результаты фитирования совокупности экспериментальных данных зависят от выбора отрицательных резонансов, а также от включения резонансов с малыми нейтронными и большими делительными ширинами (не влияющими на описание сечений). Однако, как показали расчеты, средние относительные вклады  $J^\pi K$ -каналов сохраняются в разных вариантах подгонки, и поскольку полученный набор параметров включает все возможные  $K$ -каналы, он может служить надежным базисом для количественного анализа интерференции  $s$ - и  $p$ -резонансов. Совместное изучение массовых и ТКЕ-распределений осколков в зависимости от энергии нейтрона и коэффициента угловой анизотропии позволит получить новую информацию о связях боровских каналов деления с модами деления.

***P*-ЧЕТНЫЕ И *P*-НЕЧЕТНЫЕ УГЛОВЫЕ КОРРЕЛЯЦИИ  
В ИНТЕРФЕРЕНЦИИ *s*- И *p*-НЕЙТРОННЫХ РЕЗОНАНСОВ**

Весьма важно получить прямую информацию о зависимости от четности барьера деления для  $J^\pi K$ -каналов. Уникальные возможности для этой цели дает изучение  $P$ -четных угловых корреляций осколков деления, вызванных интерференцией  $s$ - и  $p$ -резонансных делительных амплитуд. Такие экспериментальные исследования выполнены коллаборацией ОИЯИ–ПИЯФ на бустере ИБР-30+ЛУЭ-40 для  $^{235}\text{U}$  и  $^{233}\text{U}$  [6, 7] и проводятся с  $^{239}\text{Pu}$ .

Получены результаты для двух типов экспериментов. В первом («вперед–назад») измерена энергетическая зависимость эмиссии осколков вдоль и против импульса неполяризованных нейтронов:

$$\alpha^{FB} = \frac{N^F - N^B}{N^F + N^B}. \quad (10)$$

Во втором («право–лево») исследована асимметрия эмиссии осколков деления в плоскости, образованной спином поляризованного нейтрона и его импульсом:

$$\alpha^{RL} = \frac{N^R - N^L}{N^R + N^L}. \quad (11)$$

Используя формулы (1)–(5), можно получить выражения для коэффициентов корреляции  $\alpha^{FB}$  и  $\alpha^{RL}$ , которые были применены в анализе экспериментальных данных для  $^{235}\text{U}$ :

$$\alpha^{FB} = \frac{A}{B}, \quad (12)$$

где

$$A = \sum_J \sqrt{g_J g_{J'}} \sum_K \sum_{J'j} Z(JJ'Kj) [\cos \Delta\phi (\text{Re } W_1 \text{ Re } W_0 + \text{Im } W_1 \text{ Im } W_0) + \sin \Delta\phi (\text{Im } W_1 \text{ Re } W_0 - \text{Re } W_1 \text{ Im } W_0)]; \quad (13)$$

$$B = \sum_J g_J \sum_K |W_0(JK)|^2, \quad (14)$$

и

$$\alpha^{RL} = \frac{C}{B}, \quad (15)$$

где

$$C = p_n \sum_J \sqrt{g_J g_{J'}} \sum_K \sum_{J'j} Z(JJ'Kj) \times \\ \times \beta_j [\sin \Delta\phi (\operatorname{Re} W_1 \operatorname{Re} W_0 + \operatorname{Im} W_1 \operatorname{Im} W_0) + \\ + \cos \Delta\phi (\operatorname{Re} W_1 \operatorname{Im} W_0 - \operatorname{Im} W_1 \operatorname{Re} W_0)]. \quad (16)$$

Здесь  $Z(JJ'Kj)$  — комбинация геометрических коэффициентов;  $\Delta\phi = \phi_1 - \phi_0$ , где  $\phi_0 = ka$  и  $\phi_1 = ka - \operatorname{arctg}(ka)$ ;  $a$  — радиус потенциального рассеяния во входном нейтронном канале;  $k = k_n$ .

При анализе экспериментальных данных необходимо учитывать малую величину  $p$ -волнового сечения деления:

$$\sigma_{f1}(E) = \frac{4\pi}{k^2} \sum_J g_J \times \\ \times \sum_{Kj} |W_1(JKj)|^2 \leq 0,5 \text{ б.} \quad (17)$$

$S$ -матричные параметры для  $s$ -волнового деления принимались как результат описанного выше анализа и фиксировались. Энергетическая зависимость коэффициентов  $\alpha^{BF}(E)$  и  $\alpha^{RL}(E)$  использовалась для извлечения информации о положении и параметрах  $p$ -резонансов. Как видно из выражений (3), (4), размерности  $S$ -матриц для  $s$ - и  $p$ -волнового деления разные. Во входных каналах размерность оценивается со всей очевидностью, но для выходных каналов ситуация совсем не тривиальна. Интерференционные члены в формулах для  $\alpha^{FB}$  и  $\alpha^{RL}$  имеют те же самые проекции  $K$  для  $s$ - и  $p$ -волнового деления, но полное  $p$ -волновое сечение деления мо-

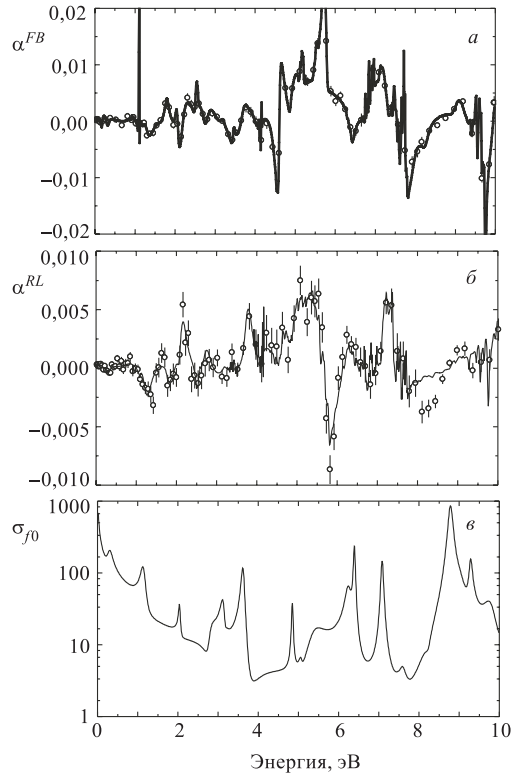


Рис. 3. Пробное фитирование экспериментальных зависимостей  $\alpha^{FB}(E)$  (а) и  $\alpha^{RL}(E)$  (б) для  $^{235}\text{U}$  с включением семи  $p$ -резонансов. Точки — эксперимент; кривые — результат фитирования

Для  $\alpha^{FB}$  и  $\alpha^{RL}$  имеют те же самые проекции  $K$  для  $s$ - и  $p$ -волнового деления, но полное  $p$ -волновое сечение деления мо-

жет включать дополнительные  $JK$ -каналы, запрещенные по закону сохранения четности для  $s$ -волнового деления. Поэтому в случае  $p$ -резонансов со спинами  $J = 4$  и  $5$  размерность связанных  $S$ -матриц может быть выше, чем в случае интерферирующих  $s$ -волновых компаунд-состояний. Эти дополнительные резонансные параметры следовало бы включать в фитирование для сохранения унитарности соответствующей  $S$ -матрицы. Для понимания влияния вводимых параметров  $p$ -уровней на величину и энергетическое поведение коэффициентов корреляции выполнены методические расчеты [11], которые привели к важным и интересным результатам. Было установлено, что на энергетическое поведение  $\alpha^{FB}$  и  $\alpha^{RL}$  сильно влияет приписываемое  $p$ -резонансу значение спина и что это влияние простирается на большое удаление от положения  $p$ -резонанса. Задача описания значений и энергетической зависимости наблюдаемых коэффициентов корреляции оказалась трудной для поиска оптимального набора  $p$ -резонансов даже для надежного базиса параметров  $s$ -резонансов именно в силу многополюсного проявления в  $\alpha^{FB}(E)$  и  $\alpha^{RL}(E)$  каждого вводимого в подгонку  $p$ -резонанса, что и усложняет достижение однозначности фитирования. На рис. 3 приведен один из вариантов фитирования для набора из 7  $p$ -резонансов, имеющих спины от  $J = 2$  до  $J = 5$ . Анализ эффектов  $s$ - $p$ -интерференции на  $^{235}\text{U}$  и  $^{239}\text{Pu}$  продолжается.

Часть работы выполнена при поддержке гранта INTAS 99-00229.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Furman W. I., Kliman J.* // Proc. of the 17th Intern. Symp. on Nucl. Phys., Gaussig, 1987. Dresden, 1988. P. 86.
2. *Barabanov A. L., Furman W. I.* // Z. Phys. A. 1997. V. 357. P. 411.
3. *Strutinski V. M.* // ZETPh. 1956. V. 30. P. 606.
4. *Barabanov A. L., Furman W. I.* // Proc. of the Intern. Conf. on Nuclear Data for Science and Technology, Trieste, Italy, May 19–24, 1997. P. 190–193; *Furman W. I.* // FJ/OH Spring Session'99, Geell, Belgium, May 17–21, 1999.
5. *Tambovtsev D. I. et al.* // Phys. At. Nucl. 1997. V. 60/6. P. 877.
6. *Alfimenkov V. P. et al.* JINR, E3-97-106. Dubna, 1997; *Alfimenkov V. P. et al.* // Nucl. Phys. A. 1999. V. 645. P. 31.
7. *Gagarski A. M. et al.* Preprint PNPI NP-32-1999, 2117. Gatchina, 1999.
8. *Kopach Yu. N. et al.* // Phys. At. Nucl. 1999. V. 62/5. P. 840.
9. National Nuclear Data Center. <http://www.nndc.bnl.gov>.
10. *Larson N. M.* ORNL/TM-9179/R4.
11. *Popov A. B., Furman W. I., Lason L.* // Proc. of the II Intern. Workshop of Fission Fragment Spectroscopy, Seissyn, France, April 21–24, 1998. N. Y., 1998. P. 349.