

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



24/10-75

P7 - 8357

ф-20

Фам Зуи Хиен

1092/2-75

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ

СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

1974

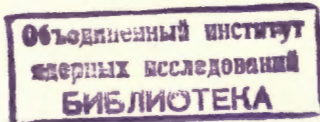
ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P7 - 8357

Фам Зуи Хиен*

ОПРЕДЕЛЕНИЕ СПИНОВ
СПОНТАННО ДЕЛЯЩИХСЯ ИЗОМЕРОВ

Направлено в ЯФ



* Институт физики Госкомитета по науке и технике
ДРВ, Ханой.

Фам Зуи Хиен

P7 - 8357

Определение спинов спонтанно делящихся изомеров

Предложена простая модель расчета ориентации спина спонтанно делящихся изомеров, образующихся в реакциях с α -частицами. С помощью этой модели определяются спины делящихся изомеров из экспериментальных данных по анизотропии углового распределения осколков.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Pham Zuy Hien

P7 - 8357

Determination of the Spontaneously Fissioning
Isomer Spins

A simple model is suggested for calculation of the spin orientation of the spontaneously fissioning isomers produced in the α -particle reactions. With the help of this model the spins of fissioning isomers are determined from experimental data on anisotropy of the angular distributions of fragments.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

Введение

Определение спинов и электромагнитных моментов спонтанно делящихся изомеров имеет важное значение для дальнейшего понимания структуры барьера деления в области больших деформаций. Сведения об этих характеристиках можно получить из измерений углового распределения осколков деления ориентированных изомеров. Благодаря высокой степени ориентации ядра в реакциях с α -частицами, для многих изомерных состояний наблюдали четко выраженную анизотропию в угловом распределении осколков деления /1, 2, 3/. К сожалению, из экспериментальных данных до сих пор было невозможно определить спины этих состояний из-за отсутствия достоверного метода расчета степени ориентации ядра, образующегося в реакциях. Так, например, в работе/2/ ориентация ядра в изомерном состоянии аппроксимировалась гауссовым распределением по проекции спина на направление пучка, причем предполагалось, что параметр размытия этого распределения для реакций типа $(\alpha, 2n)$ удовлетворяет условию $2 \leq \sigma_m \leq 3$. Такой широкий интервал параметра σ_m соответствует целому набору возможных значений спина изомера при одном и том же экспериментальном значении анизотропии.

Ориентацию компаунд-ядра для каждой конкретной реакции нетрудно определить. Поэтому для оценки степени ориентации состояний остаточного ядра необходимо провести анализ процесса разориентации при испарении нейтронов и γ -квантов, приводящем к заселению этих состояний. Такой анализ проведен в предыдущей рабо-

те /4/ и на этой основе разработана модель расчетов ориентации ядра в состояниях дискретного спектра. Применение ее к расчетам углового распределения γ -квантов, испускаемых в реакциях $(\alpha, 2n)$, дало хорошее согласие с экспериментальными данными. При применении этой модели в нашей задаче требуется небольшая модификация, учитывающая особенности процесса заселения спонтанно делящихся изомеров /заселение основного состояния второй ямы/. В случае, когда во второй потенциальной яме имеются два изомерных состояния, при расчетах необходимо учитывать также способ заселения каждого состояния на последнем этапе реакции. Такой учет непосредственно дает отношение сечений образования двух изомеров /изомерное отношение для второй ямы/, которое также чувствительно к спином состояний. Таким образом, на основе экспериментальных значений отношения сечений и углового распределения осколков деления можно более однозначно определить спины двух изомерных состояний.

§1. Расчеты ориентации спина спонтанно делящихся изомеров

Как и в работе /2/, ориентацию ядра будем аппроксимировать гауссовым распределением по проекции спина на направление пучка. Такая аппроксимация оказывается достаточно хорошей для состояний, образующихся после испарения нейтронов и γ -квантов квазинепрерывного спектра /4/.

Для низколежащих состояний остаточного ядра, заселяемых с большой вероятностью в результате каскада γ -переходов через уровни дискретного спектра, распределение по проекции спина несколько отличается от гауссового. Однако для упрощения расчетов мы будем пренебрегать этим небольшим отличием. Таким образом, наша задача сводится к вычислению параметра размытия гауссового распределения для спонтанно делящихся изомеров.

Рассмотрим сначала реакции с α -частицами на бесспиновой мишени. В этом случае спин компаунд-ядра будет ориентирован в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, т.е. параметр размытия для компаунд-ядра равен нулю $\sigma_c = 0$. По мере испускания нейтронов параметр размытия гауссового распределения увеличивается. Для состояний со спином J , образующихся после испарения η нейтронов, он имеет вид:

$$(\sigma^{(n)})^2 = \nu \frac{\sum_{M_J = -J}^J M_J^2 \sum_{\ell \geq M_J} T_\ell(\bar{\epsilon}_n)}{\sum_{M_J = -J}^J \sum_{\ell \geq M_J} T_\ell(\bar{\epsilon}_n)}, \quad /1/$$

где $\bar{\epsilon}_n$ - средняя энергия нейтронов, $T_\ell(\bar{\epsilon}_n)$ - коэффициент проницаемости нейтронов с энергией $\bar{\epsilon}_n$ и орбитальным моментом ℓ . Расчеты по формуле /1/ показали, что параметр $\sigma^{(n)}$ фактически не зависит от J . Зависимость параметра $\sigma^{(n)}$ от средней энергии нейтронов $\bar{\epsilon}_n$ для $A \sim 235 \div 240$ представлена на рис. 1. /Подобные кривые для других массовых чисел A приведены на рис. 1 предыдущей работы /4/ /. При энергиях падающих частиц, достаточно больших порога реакции, можно взять $\bar{\epsilon}_n = 2T$, где T - температура ядра. Анализ экспериментальных данных по функциям возбуждения изомеров в реакциях типа $(\alpha, 2n)$ показал, что $T \approx 0,5 \text{ МэВ} / 5/$, что соответствует $\sigma^{(n)} = 1,8$.

В случае, когда спин ядра мишени отличается от нуля, спин компаунд-ядра не будет полностью ориентирован в плоскости, перпендикулярной направлению пучка, и параметр размытия $\sigma^{(n)}$ будет больше, чем вычисленный из формулы /1/.

Распределение компаунд-ядра по проекции спина имеет вид:

$$P(M_{J_c}) = \text{const}, \quad |M_{J_c}| < I_t, \\ = 0, \quad |M_{J_c}| > I_t, \quad /2/$$

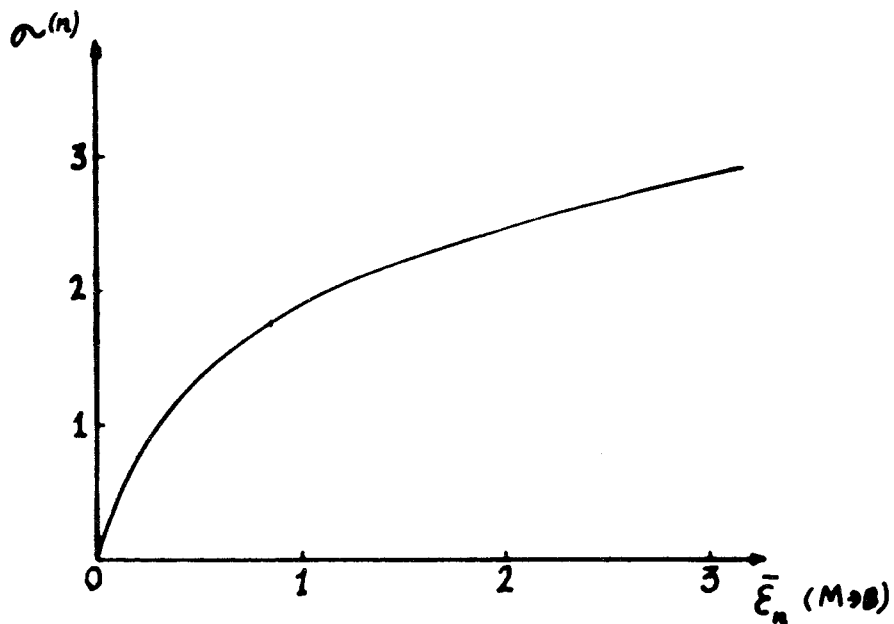


Рис. 1. Параметры размытия гауссового распределения для состояний, образующихся после испарения нейтронов в реакциях $(\alpha, 2n)$, в зависимости от средней энергии нейтронов ($A \approx 130 \div 140$).

где I_t - спин ядра мишени. С помощью общих формул в работе /4/ можно рассчитать распределение по проекции спина после испарения нейтронов. На рис. 2 показана зависимость параметра $\sigma_{I_t}^{(n)}$ от спина мишени для реакции $(\alpha, 2n)$ при $\bar{\epsilon}_n = 1$ МэВ, рассчитанная численным способом. Из /2/ следует, что для небольших значений I_t распределение по проекции спина M_J состояния, образующегося после испарения нейтронов, можно получить путем суперпозиции $2I_t + 1$ гауссовых контуров одинаковой ширины /1/ с центром тяжести при $M_J = -I_t, \dots, +I_t$. В этом приближении для параметра размытия имеем:

$$\sigma_{I_t}^{(n)} = \sigma(n) + \delta, \quad /3/$$

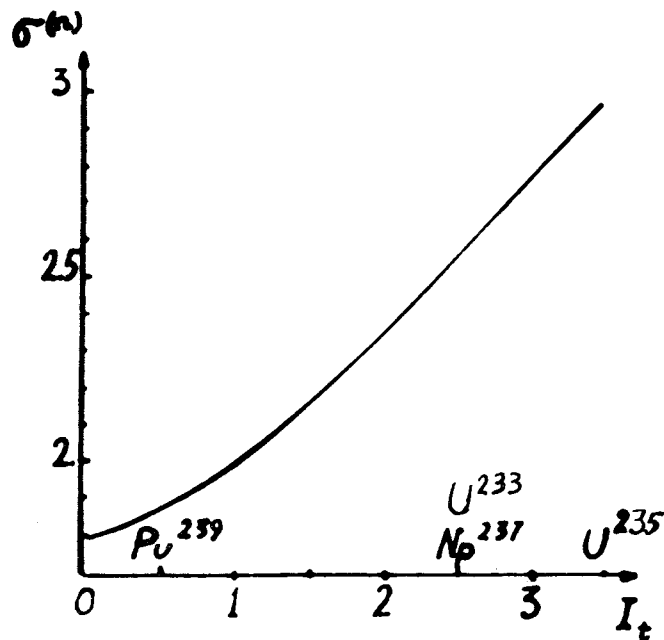


Рис. 2. Зависимость параметра $\sigma_{I_t}^{(n)}$ от спина ядра мишени I_t . Средняя энергия испаряющихся нейтронов $\bar{\epsilon}_n = 1$ МэВ.

причем

$$\delta = \frac{1}{8\sigma(n)} \quad \text{для} \quad I_t = \frac{1}{2}, \quad /4/$$

и

$$\delta [\sigma(n) (\exp \frac{1}{2 [\sigma(n)]^2} + 2)]^{-1} \quad I_t = 1. \quad /5/$$

Значения $\sigma_{I_t}^{(n)}$, представленные на рис. 2, неплохо согласуются с предсказанием в работе /2/ для параметра размытия, соответствующего изомерным состояниям ($2 < \sigma_m \leq 3$). Однако в нашей модели расчетов параметр $\sigma_{I_t}^{(n)}$ относится к состояниям, образующимся после испарения нейтронов, и он может существенно отличаться от параметра размытия для изомерных состояний σ_m за

счет процесса разориентации ядра при последующих γ -переходах во второй яме. Этот последний этап реакции формально можно разделить на две части, соответствующие γ -переходам между состояниями квазинепрерывного и дискретного спектров. Уширение гауссового распределения при γ -переходах в области квазинепрерывного спектра оказывается незначительным. Согласно формуле /11/ ^{4/}, каждый статистический дипольный γ -переход уширяет распределение на величину порядка $\Delta\sigma \approx 0,16$ /при $\sigma^{(n)} = 2,0$ /. Среднее число таких γ -переходов определяется средней энергией возбуждения остаточного ядра после испарения нейтронов, которая в случае заселения спонтанно делящихся изомеров равна 1,5 - 2 МэВ относительно дна второй ямы /ядро с энергией, большей высоты внешнего барьера, в основном испытывает деление/. При такой энергии возбуждения ядро может испускать примерно один или два γ -кванта в области квазинепрерывного спектра.

Рассмотрим, наконец, разориентацию ядра при каскадных γ -переходах в области дискретного спектра, лежащего непосредственно над изомерным состоянием. Изменение ориентации ядра в этом процессе зависит от спинов начального и конечного /изомерного/ состояний, от характера перехода и особенностей схемы распада. Учет таких факторов очень сложен, более того, в настоящее время мы не располагаем сведениями о схеме уровней во второй яме. Однако расчеты будут существенно упрощены, если предположить, что все γ -переходы имеют свойства:

$$J \xrightarrow{L_1} J-L_1 \xrightarrow{L_2} J-L_1-L_2 \rightarrow \dots \rightarrow I_m+L_n \xrightarrow{L_n} I_m, (J > I_m)$$

или

$$J \xrightarrow{L_1} J+L_1 \xrightarrow{L_2} J+L_1+L_2 \rightarrow \dots \rightarrow I_m-L_n \xrightarrow{L_n} I_m, (J < I_m), /6/$$

где J и I_m - спины начального и конечного /изомерного/ состояний рассматриваемого каскада. В этом случае можно показать, что все каналы распада между состояниями J и I_m приводят к одинаковому распределению по проекциям спина состояния I_m , т.е. ориентация ядра

в состоянии I_m не зависит от мультипольности L_1, L_2, \dots, L_n и деталей схемы распада в промежуточных состояниях. Все каскады, имеющие свойства /6/, эквивалентны одному переходу:

$$J \xrightarrow{L=|J-I_m|} I_m. /7/$$

По-видимому, распад типа /6/ реализуется с большей вероятностью, особенно в реакциях с высокими вносимыми моментами. В качестве примера такого типа распада можно указать экспериментальные данные работы /6/ по реакции $(\alpha, 2n)$ на Mo, Zr и т.п. Из /7/ нетрудно получить формулу, связывающую ориентацию спонтанно делящегося изомера $f(M_{I_m})$ с распределением по проекции спина для состояния, образующегося после испарения нейтронов и статистических γ -квантов $f(M_J)$:

$$f(M_{I_m}) \approx \sum_J \omega(J) \sum_{M_J} f(M_J) C^2(I_m | J-I_m | J, M_{I_m} M_J - M_{I_m}), /8/$$

где $\omega(J)$ - вероятность образования состояния со спином J после испарения нейтронов и статистических γ -квантов. Это распределение можно рассчитать по оптической модели с учетом спиновой зависимости нейтронной и делительной ширин /7/. Согласно сказанному выше, функция $f(M_J)$ представляет собой гауссово распределение по M_J с параметром размытия, почти не зависящим от спина. В отличие от функции $f(M_J)$, параметр размытия, аппроксимированного гауссовым распределением $f(M_{I_m})$, зависит от спина I_m изомерного состояния. На рис. 3 показана такая зависимость, рассчитанная по формуле /8/ для реакций $^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)^{241}\text{C}$ /нижняя кривая/ и $^{233}\text{U}(\alpha, 2n)^{235}\text{Pu}$ /верхняя кривая/.

Таким образом, модель расчета ориентации спонтанно делящихся изомеров в основном описана формулой /8/. Рассмотрим теперь вопрос о точности результатов расчета по этой модели. Большой вклад в процесс разориентации ядра дает испарение нейтронов, поэтому точность расчета в значительной степени связана с определением средней энергии нейтронов $\bar{\epsilon}_n$ или температуры ядра T .

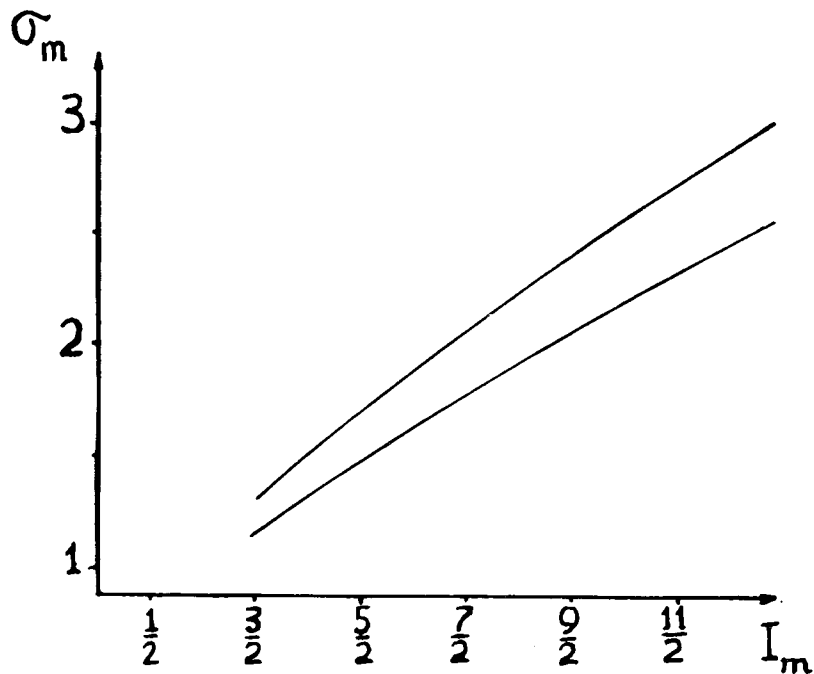


Рис. 3. Зависимость параметра размытия изомерного состояния σ_m от его спина I_m . Верхняя кривая рассчитана для реакции $^{233}\text{U}(\alpha, 2n)^{235}\text{Pu}$ / $I_t = 5/2$, $\bar{\epsilon}_n = 1$ МэВ/, нижняя - для реакции $^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)^{241}\text{Cm}$ / $I_t = 1/2$, $\bar{\epsilon}_n = 1$ МэВ/.

Однако, как видно из рис. 1, ошибка в оценке $\bar{\epsilon}_n$ или T мало сказывается на величине $\sigma^{(n)}$. Так, например, если взять $\bar{\epsilon}_n = 1,0 \pm 0,2$ МэВ, то из рис. 1 мы имеем $\sigma^{(n)} = 1,8 \pm 0,15$. Другой важный источник ошибок связан с предположением /6/ о характере γ -переходов в области дискретного спектра второй ямы. По этому поводу можно отметить, что характер γ -переходов типа /6/ всегда соответствует минимальной разориентации ядра. Если картина реальных γ -переходов сложнее, то параметр σ_m для изомерного состояния будет несколько больше, чем соответствующее значение на рис. 3. Влияние параметров барьеров деления остаточного и компаунд-

ядер оказывается незначительным. Вариация этих параметров в разумных пределах лишь несколько меняет вид функции распределения по спину $\omega(J)$ и мало влияет на результаты расчета параметра σ_m . Детальный анализ показал, что все эти неопределенные факторы в модели заселения изомерного состояния могут привести к общей ошибке, не превышающей 15-20% при расчете параметра σ_m .

§2. Случай двух спонтанно делящихся изомеров в одном ядре

Модель расчетов, изложенная в предыдущей части, не может быть использована в этом случае, поскольку в ней не учитывался конкретный способ заселения каждого изомерного состояния на последнем этапе реакции. Известно, что такой вопрос всегда возникает при расчете изомерного отношения /в данном случае - отношение сечений образования верхнего и нижнего изомерных состояний второй ямы/. Согласно модели, использованной в работе /8/, после испарения нейтронов и статистических γ -квантов только состояния с $J > J_{cp}$ заселяют изомер с малым спином, а состояния с $J > J_{cp}$ заселяют изомер с большим спином, так что отношение сечений образования двух изомеров равно:

$$\eta = \frac{\sum_{J < J_{cp}} \omega(J)}{\sum_{J > J_{cp}} \omega(J)}, \quad /9/$$

где J_{cp} - среднее значение спинов двух изомеров. Соответственно этому, суммирование в правой части формулы /8/ должно быть ограничено по спином $J < J_{cp}$ /или $J > J_{cp}$ / при расчете ориентации для изомера с малым /или большим/ спином.

Модель, описанная формулой /9/, широко применяется при расчетах изомерного отношения для обычных изомеров, и впервые была использована в работе /8/ для расчета отношения сечений образования двух изомерных

состояний во второй яме ядра ^{237}Pu . Следует отметить, что в этой модели не учитывалось правило отбора по квантовому числу K , которое может играть важную роль при заселении таких K -изомеров, как ^{237}Pu . Несмотря на это, в этой работе мы будем также использовать формулу /9/ для расчетов отношения сечений и ориентации ядра в двух изомерных состояниях ^{237}Pu .

В случае четно-четных изомеров / $^{236}, ^{238}\text{Pu}$ и т.п./ верхнее изомерное состояние во второй яме является двухквaziчастичным со спином $I_m = K_m \neq 0$, а нижнее, как правило, имеет спин, равный нулю ($I_m = K_m = 0$). Спин верхнего изомера можно определить по отношению сечений образования двух изомеров и по анизотропии углового распределения осколков деления. Модель расчетов этих величин для двухквaziчастичного изомера во второй яме была разработана в работе /7/. В этой модели кроме распределения ядра по спину $\omega(J)$ рассматривалось также распределение по квантовому числу K_J в области двух квaziчастичных возбуждений второй ямы. За счет правила отбора по K_J , только состояния с большими значениями K_J заселяют двухквaziчастичный изомер.

§3. Результаты и обсуждение

Анализ экспериментальных данных по угловому распределению осколков деления позволяет получить сведения о спине I и проекции спина на ось симметрии ядра K в седловой точке /на втором барьере/. В нашем случае величина I совпадает со спином изомерного состояния I_m . С другой стороны, как правило, проекция спина изомерного состояния K_m должна быть равна его спину, т.е. $I_m = K_m$ /за исключением, возможно, специфического случая $K_m = 1/2$, см. /3/. Таким образом, если при делении ядра из изомерного состояния проекция спина сохраняется до момента прохождения через седловую точку ($K = K_m$), то мы всегда наблюдали бы анизотропное

угловое распределение с максимумом при 90° , т.е.

$$\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} < 1 \text{ /1/}.$$

Однако для ряда изомеров в работе /2/ наблюдалось анизотропное угловое распределение с максимумом при 0° ($\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} > 1$), что указывает на несохра-

нение проекции спина K при делении ядра из изомерных состояний. Таким образом, из экспериментальных данных мы должны определить две величины I_m и K . Это можно сделать путем сопоставления расчетных значений

и экспериментальных данных по анизотропии $\beta = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$ с графиками $\beta(\sigma_m)$, приведенными в работе /2/.

В качестве экспериментальных данных по угловому распределению мы будем использовать результаты работ /2,9/. Угловое распределение осколков деления изучалось также в работах /1,10/, однако полученные данные по анизотропии в этих работах, в принципе, могут быть занижены за счет эффекта сверхтонких возмущений.

^{241}Cm

Для этого ядра наблюдалась очень сильная анизотропия вперед в реакции $^{239}\text{Pu}(\alpha, 2n)^{241}\text{Cm}$, $\beta = 2 \pm 0,4$.

Для определения параметра можно использовать нижнюю кривую рис. 3. Наиболее подходящие комбинации I_m , K приведены в табл. 1.

Из табл. 1 видно, что варианты $I_m, K = 9/2, 3/2$ и $5/2, 1/2$ лучше всего согласуются с экспериментальным значением анизотропии, хотя в пределах ошибок /экспериментальных и расчетных/ возможны также и варианты $I_m, K = 7/2, 1/2(3/2)$ и $11/2, 3/2$. Очевидно, что дальнейшее улучшение экспериментальной точности позволит более однозначно определить величины I_m и K .

^{235}Pu

В реакции $^{233}\text{U}(\alpha, 2n)^{235}\text{Pu}$ было получено значение анизотропии $\beta = 1,1 \pm 0,1$ /12/. Ядро-мишень ^{233}U имеет

Таблица 1

I_m	K	σ_m (расч.)	$\beta = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$ (расч.)	$\beta = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$ (эксп.)
5/2	1/2	1,4	2,2	2,0±0,4
7/2	1/2	1,7	2,4	-
9/2	3/2	1,7	1,6	-
11/2	3/2	2	2	-
	3/2	2,3	2,4	-

спин 5/2, что соответствует параметру размытия для состояний, образующихся после испарения нейтронов, равному 2,55, если $\bar{\epsilon}_n = 1$ МэВ. Зависимость параметра размытия σ_m от спина изомера в случае реакции $^{233}\text{U}(\alpha, 2n)^{235}\text{Pu}$ представлена верхней кривой рис. 3. Сопоставление этих данных с экспериментальным значением анизотропии позволило указать, что для ^{235}Pu I , $K=5/2, 3/2$ или $9/2, 5/2$. Этот вывод согласуется с результатами работы /12/, хотя в ней использовались для параметра σ_m значения, несколько отличающиеся от наших расчетных данных, приведенных на рис. 3.

^{237}Pu

Для этого изотопа имеются экспериментальные данные по отношению сечений образования двух изомеров / $T_{1/2} = 1,1$ мсек и 45 нсек /^{8,10}/ и по угловому распределению /интегральному и дифференциальному/ их осколков деления /2,3/. Из экспериментальных данных по отношению сечений и формулы /9/ можно указать ряд возможных комбинаций спинов верхнего и нижнего изомеров /столбцы 3 и 6 табл. 2/. Сопоставление с экспериментальными данными по угловому распределению осколков деления позволяет выбрать наиболее подходящие из этих комбинаций. Результаты расчетов параметра σ_m с учетом отношения сечений образования двух изомеров приведены в столбцах 5 и 8. Слабая ориентация ядра ^{237}Pu в обоих изомерных состояниях по сравнению со случаем ^{241}Cm связана с начальной хаотической ориентацией ядра мишени ^{235}U , имеющего большой спин / $I_t = 7/2$, см. рис. 2/.

Этот эффект в значительной степени влияет на ориентацию ядра в нижнем изомерном состоянии, поскольку последнее заселяется из слабоориентированных состояний ($J < 9/2$) второй ямы. Сопоставляя расчетные значения параметра σ_m в табл. 2 с экспериментальными данными по анизотропии /2/, можно видеть, что самые подходящие комбинации спинов верхнего и нижнего изомеров ^{237}Pu являются

$$(I_m, K)_{\text{верх.}} = (11/2, 5/2), (I_m, K)_{\text{нижн.}} = (5/2, 5/2)$$

ИЛИ

$$(I_m, K)_{\text{верх.}} = (11/2, 5/2), (I_m, K)_{\text{нижн.}} = (7/2, 7/2).$$

Второй вариант соответствует различным полосам на барьере ($K=5/2$ и $K=7/2$) при делении ядра из двух изомерных состояний. Это в принципе возможно, если рассматриваемые изомерные состояния имеют различные четности.

Как было отмечено в работе ^{2/}, спины $11/2$ и $5/2$ для верхнего и нижнего изомеров ²³⁷Pu могут соответствовать нильсоновским орбитам [615] $11/2^+$ и [862] $5/2^+$ при деформации, соответствующей второму минимуму /см., напр., ^{3/} /. Однако этот вывод не подтвердил результатов измерения g -фактора верхнего изомера ²³⁷Pu ^{3/}, согласно которым спин неспариваемого нейтрона должен быть антипараллелен орбитальному моменту. С другой стороны, значение I_m /верх./ = $7/2$, предложенное авторами работы ^{3/} для объяснения результатов измерения g -фактора, по нашему мнению, оказывается слишком низким, чтобы удовлетворить экспериментальным данным по отношению сечений и угловому распределению осколков деления.

²³⁸ Pu

Нижний изомер $T_{1/2} = 0,5$ мсек/ является основным состоянием второй ямы и имеет спин, равный нулю ($I_m = K_m = 0$). Верхнее изомерное состояние ($I_m = K_m \neq 0$) является двухквaziчастичным во второй яме. Функции возбуждения для двух изомерных состояний в реакции ²³⁶U ($\alpha, 2n$) ²³⁸Pu были измерены в работе ^{11/}.

Анализ этих результатов с помощью модели заселения двухквaziчастичного изомера во второй яме показал, что для верхнего изомера ²³⁸Pu $I_m = K_m = 4/7/$. Расчеты по этой модели показали также, что ядро в верхнем изомерном состоянии довольно сильно ориентировано ($\sigma_m = 1,8$), поскольку это состояние заселяется из состояний высоких спинов в области двухквaziчастичных возбуждений второй ямы. Сопоставление этого расчетного

Таблица 2

Отношение сечений (верхн./нижн.) $E_\alpha = 25,5$ МэВ	Верхний изомер		Нижний изомер	
	I_m	K	I_m	K
эсп. расч.				
0,94	13/2		7/2	
0,75 ± 0,15	11/2	5/2	7/2	7/2
	13/2	5/2	5/2	5/2
0,52	11/2	5/2	5/2	5/2
	13/2		3/2	3/2
			σ_m	σ_m
			3,05	3,4
			2,75	3,5
			3,15	2,8
			2,9	3,0
				2,3

Таблица 3

Изотоп	$T_{1/2}$ (нсек)	I_m	K	σ_m	$\beta = \frac{W(90^\circ)}{W(0^\circ)}$ (расч.)	$\beta = \frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)}$ (эксп.)
^{241}C	10	5/2	1/2	1,4	2,2	2,0±0,4
			3/2	2,0	2,0	-
^{235}Pu	30	5/2	3/2	1,7	1,05	1,1±0,1
			5/2	2,4	1,07	-
^{237}Pu	100 45	11/2	5/2	2,9	1,38	1,41±0,14 ^{1/}
			5/2	3,0	0,75	0,58±0,16 ^{2/}
^{238}Pu	1100 45	11/2	5/2	2,75	1,4	1,41±0,14 ^{1/}
			7/2	3,5	0,65	0,58±0,16 ^{2/}
^{238}Pu	6	4	3 ^{3/}	1,9	0,55	0,69±0,09
			4 ^{4/}	1,9	0,12	-

1/ В работе ^{3/} было получено значение $\beta = 2,3 \pm 0,4$.

2/ В работе ^{3/} получено значение $\beta = 0,4 \pm 0,16$.

3/ Γ_γ / Γ мало.

4/ $\Gamma_\gamma / \Gamma \approx 2/3$.

значения параметра σ_m с экспериментальным значением анизотропии позволяет определить значение K на втором барьере, для двухквaziчастичного изомера. Экспериментальное значение $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = 0,69 \pm 0,09$ соответствует

полосе $K=3$ ($K \neq K_m$), если предположить, что верхний изомер распадается в основном путем спонтанного деления. Однако, если двухквaziчастичный изомер с некоторой вероятностью (Γ_γ / Γ) распадается путем γ -перехода на основное состояние второй ямы, то в наблюдаемом значении анизотропии должен быть вклад от изотропного углового распределения, соответствующего этому каналу. В этом предположении экспериментальное значение $\frac{W(0^\circ)}{W(90^\circ)} = 0,69 \pm 0,09$ соответствует полосе $K=4$ ($K=K_m=I_m$),

и при этом $\Gamma_\gamma / \Gamma \approx 2/3$. По-видимому, значение спина $I_m = K_m = 4$ соответствует нейтронным орбитам [862] 5/2⁺ и [512] 3/2⁺, которые, согласно результатам расчетов нильсоновских схем /см., напр., ^{8/} /, лежат около поверхности Ферми.

В табл. 3 представлена сводка экспериментальных данных и результатов определения спинов спонтанно делящихся изомеров.

Значения I_m и K, приведенные в столбцах 2 и 3, надо рассматривать как наиболее вероятные варианты при учете экспериментальных и расчетных ошибок. Очевидно, что улучшение экспериментальной точности позволит более однозначно определить эти характеристики и сделать более определенные выводы относительно расположения нильсоновских орбит в области второго минимума.

Автор выражает благодарность академику Г.Н.Флеорову за интерес к работе и Ю.П.Гангскому за обсуждения результатов.

Литература

- Ю.П.Гангрский, Нгуен Конг Кхань, Д.Д.Пулатов,
1. Фам Зуи Хиен. Сообщение ОИЯИ, Р7-6466, Дубна, 1972.
2. H.J.Specht, E.Konecny, J.Weber, C.Kozuharov. *Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, IAEA-SM-174/19.*
3. R.Kalish, B.Herskind, J.Pederson, D.Shackleton, L.Strabo. *Phys.Rev. Lett., 32, 1009 (1974).*
4. Фам Зуи Хиен. Препринт ОИЯИ, Р4-7808, Дубна, 1974.
5. H.C.Britt, S.C.Burnett, B.H.Erkkila, J.E.Lynn, W.E.Stein. *Phys. Rev., C4, 1444 (1971).*
6. C.M.Lederer, J.M.Jacklevic, J.M.Hollander. *Nucl.Phys., A169, 449 (1971).*
7. Pham Zuy Hien. *Preprint JINR, E6-7419, Dubna, 1973.*
8. P.A.Russo, R.Vandenbosch, M.Mehta, J.R.Tesmer, K.L.Wolf. *Phys. Rev., C3, 1595 (1971).*
9. D.Galeriu, M.Marinescu, D.Poenaru, I.Vilcov, N.Vilcov, Yu.P.Gangrsky, P.Z.Hien, N.C.Khan. *Physics and Chemistry of Fission, Rochester, 1973, IAEA-SM-174/15.*
10. R.Vandenbosch, P.A.Russo, G.Sletten, M.Mehta. *Phys. Rev., C8, 1080 (1973).*
11. P.Limkilde, G.Sletten. *Nucl.Phys., A199, 504 (1973).*
12. E.Konecny (private communication).

Рукопись поступила в издательский отдел
31 октября 1974 года.