

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА

P4-84-318

И.Н.Михайлов, С.Цвек¹, Ш.Бриансон², П.Агэр²,
Ж.Бастэн², Ж.Богаерт², Г.Серголь², Ж.-П.Тибо²

КОНКУРЕНЦИЯ γ -ПЕРЕХОДОВ

С ИЗМЕНЕНИЕМ СПИНА ЯДРА $\Delta I=2$ И $\Delta I=1$ В БЫСТРОВРАЩАЮЩИХСЯ ЯДРАХ

Направлено на 34 Всесоюзное совещание
по ядерной спектроскопии и теории ядра
/Алма-Ата, апрель 1984 г./

¹ Институт физики Варшавского
технического университета

² Центр ядерной спектроскопии
и спектроскопии масс, Орсе, Франция

1984

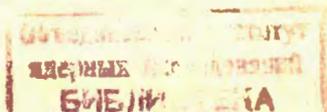
1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение высокоспиновых состояний атомных ядер развивается по пути совершенствования экспериментальной методики, позволяющей изучать характеристики γ -спектра компаунд-ядер, образующихся в результате реакции ($HI, \alpha n$). При этом используются фильтры по числу нейтронов, по множественности γ -квантов, по суммарной энергии γ -квантов или комбинации таких фильтров для того, чтобы выделить события, соответствующие ядерным высокоспиновым состояниям^{/1/}. Из-за огромного числа ядерных состояний, заселяемых в реакции слияния, дискретные уровни удается выделить только в ограниченной области спинов $I \leq 40$. Распад состояний с более высокими спинами формирует квазинепрерывный спектр. Несмотря на большие трудности анализа квазинепрерывного спектра в терминах ядерной структуры, уже сейчас можно сделать определенные выводы о различии спектров γ -излучения хорошо деформированных и переходных ядер. Спектр γ -квантов переходных ядер легких изотопов Er позволяет определить относительно неожиданные особенности ядер, которые по современным теоретическим представлениям сохраняют осевую симметрию в высокоспиновых состояниях и вращаются вокруг оси симметрии: по-видимому, значительную долю в этом спектре составляют γ -переходы, уменьшающие спин ядра на одну единицу Планка.

В статье кратко описаны экспериментальные данные о непрерывном спектре γ -излучения высокоспиновых состояний ядра ^{154}Er и результаты их теоретического анализа.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

2.1. Экспериментальная установка. Целью эксперимента было изучение спектра γ -излучения и его композиции по мультипольности перехода в случае реакции $^{40}Ar + ^{118}Sn$ при энергии бомбардирующих частиц, равной 185 МэВ. В этой реакции канал $4n$, ведущий к изотопу ^{154}Er , представляет собой более 50% полного сечения реакции. Пучок ионов Ar с энергией 185 МэВ был получен на установке ALICE в Орсе. Изотопически чистые мишени Sn /1 мг/см²/ были напылены на подложку из свинца толщиной 50 мг/см². Фильтр по суммарной энергии γ -излучения^{/2,3/} использовался для отбора событий по значениям углового момента, заселяемым в реакции в области начала каскада γ -квантов. Установка включала два де-



тектора NaI, помещенных под углами 0° и 90° в 60 см от мишени, работающих в режиме совпадения с фильтром по суммарной энергии. Интенсивность импульсов и время задержки между ними в отдельных детекторах NaI и в секторах фильтра записывались на магнитную ленту. Установка предусматривает измерение дискретных линий с помощью Ge детектора.

2.2. Эксперимент. Зависимость между суммарной энергией γ -квантов и спином состояний, с которых начинается каскад, является хорошо установленной^{/2/}: чем больше суммарная энергия, тем выше спин таких состояний. Значения спина можно установить, измеряя множественность и мультипольность γ -излучения. В проведенном эксперименте для каждого интервала по суммарной энергии определились:

- 1/ энергетическое распределение γ -квантов;
- 2/ их анизотропия;
- 3/ первый и второй моменты распределения по множественности выбранных каскадов.

Энергетические распределения корректировались для учета вторичных эффектов и искажений, связанных с угловым распределением^{/4,5/}. Результирующие спектры нормировались по данным о γ -множественности.

Мультипольный состав излучения определялся из данных, перечисленных в пунктах 1/ и 2/ /см. ссылки^{/6,7/}. При анализе учитывались как возможные лишь квадрупольные $\Delta I = 2$ и дипольные переходы. Соответствующие значения коэффициентов при втором полиноме Лежандра взяты равными 0,34 для квадрупольных и -0,24 для дипольных переходов. Контрольные измерения, проведенные для системы $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$, в спектре которой доминируют квадрупольные $\Delta I = 2$ переходы, показал, что соответствующая им анизотропия точно передается при выбранном значении $A_2/A_2 = 0,34/$. Проведенный анализ не исключает иного состава γ -излучения, например, допускает смесь E2-переходов $\Delta I = 2$ и $\Delta I = 1$ или смесь квадрупольных $\Delta I = 2$ и магнитных переходов (M1).

Спины состояний, с которых начинается каскад, усредненные по событиям, отбираемым фильтром по суммарной энергии /усредненные "по слою"/, определялись по формуле:

$$\langle I \rangle = (\langle M \rangle - \langle M_{\text{stat}} \rangle) \alpha + \langle M_{\text{stat}} \rangle \beta.$$

Для каждого слоя среднее значение статистических переходов $\langle M_{\text{stat}} \rangle$ было определено подгонкой части спектра между 3 и 5 МэВ по формуле $dN/dE_\gamma = C E_\gamma^3 \exp(-E_\gamma/T)$. Коэффициент β получен путем расчетов по статистической модели^{/7/}. При чисто дипольном составе статистической компоненты $\beta = 0,55$; средний спин, уносимый в ирраст-переходах /т.е. коэффициент $\alpha/$, найден по данным об анизотропии излучения.

2.3. Результаты эксперимента. На рис.1 представлены спектры γ -излучения для нескольких начальных значений спинов состояний, с которых начинается каскад. При спинах, больших, чем 38, в спектре формируются два максимума^{/7,8/}, что резко отличает полученный спектр от спектра γ -излучения ядер со стабильной деформацией. При дальнейшем увеличении спина формируется компонента чистых квадрупольных $\Delta I = 2$ переходов с энергиями, близкими к 1,4 МэВ. Зависимость средней энергии переходов в области второго максимума от спина резко отличается от линейной, типичной для чисто ротационной модели /см.рис.2/. Второй максимум появляется весьма резко при переходе от одного слоя к другому, что свидетельствует о высокой селективности фильтра по суммарной энергии γ -излу-

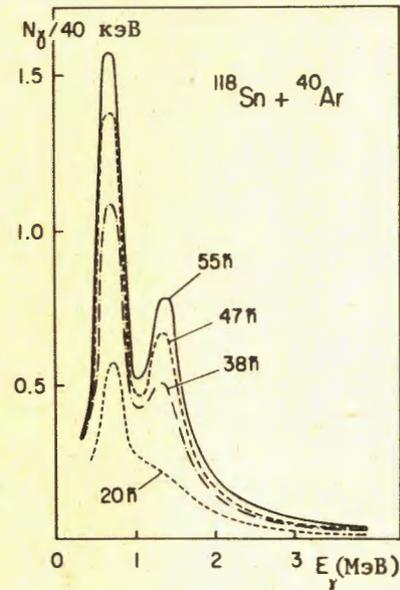
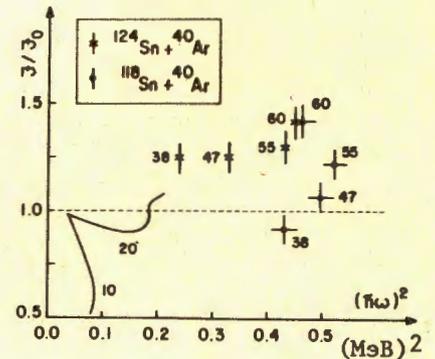


Рис.1. Корректированные спектры γ -излучения, соответствующие интервалам углового момента с возрастающими значениями I_{av} ^{/9/}. Представлены средние данные измерений под углом 0° и 90° . Определение мультипольного состава спектров описано в тексте.

Рис.2. Измеренные значения "эффективного момента инерции" $J_{\text{av}} = \hbar I_{\text{av}} / \hbar \omega_{\text{av}}$, где $\hbar \omega_{\text{av}} = \Delta E / \Delta I$ в зависимости от $(\hbar \omega_{\text{av}})^2$. Единица измерения J_{av} - момент инерции шара, равномерно заполненного ядерным веществом, для значения A , соответствующего основному продукту реакции: $A = 154$ в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$, $A = 158$ в реакции $^{40}\text{Ar} + ^{124}\text{Sn}$ ^{/5/}. Числа указывают значения спина I_{av} .



чения. Количественный анализ, приведенный в^{8/}, показывает, что нижняя граница спинов, с которыми связана коллективная компонента γ -излучения в области второго пика, находится в интервале $31 < I_{\text{limit}} < 37$.

Другая яркая особенность спектра на рис.1 выражается в том, что интенсивность γ -излучения в районе первого максимума $/E_{\gamma} = 0,7 \text{ МэВ}/$ увеличивается вместе со спином вплоть до максимальных значений, проявившихся в эксперименте $/55 - 60\text{н}/$ ^{9/}. Измерение ряда дискретных линий с помощью Ge-детектора показало, что они насыщаются примерно при $I = 35$ и не могут объяснить увеличения площади нижнего пика. Аналогичное насыщение дискретных линий найдено и в соседних ядрах^{10/}.

Измерение анизотропии излучения указывает на его различный состав по мультипольности в частях спектра, соответствующих первому и второму максимумам. Область второго пика формируется практически полностью квадрупольными переходами $\Delta I = 2 / \Gamma_{\gamma} = 1,4/$. Для объяснения анизотропии в области нижнего пика $/\Gamma_{\gamma} = 1,2/$ необходимо допустить существенный вклад переходов с $\Delta I = 1$. Так, возможной является композиция 60% E2, $\Delta I = 2$, и 40% E1, $\Delta I = 1$ переходов. Возможными являются смеси E2, $\Delta I = 2$ и E2, $\Delta I = 1$, а также E2, $\Delta I = 2$ и M1; $\Delta I = 1$ переходов.

Квадрупольные переходы, образующие верхний максимум, обладают большой степенью коллективности. На это указывают верхние оценки времени жизни состояний, выполненные с помощью методики измерения времени распада, основанной на эффекте Доплера^{11,12/}. При времени остановки иона в мишени, равной 1,4 пс, не удалось наблюдать изменений в районе второго максимума спектра γ -квантов. Для квадрупольного излучения с энергией 1,3 МэВ это соответствует значениям $\beta(E2)$ -факторов, большим 140 единиц Вайскопфа.

При всей неопределенности экспериментальных данных в отношении к мультипольному составу излучения, вывод о том, что значительная часть излучения, формирующего низкоэнергетическую часть спектра, связана с разрядкой состояний из области очень высоких спинов, представляется вполне достоверным. Эта особенность γ -спектра исследованного нами ядра резко отличает его от хорошо деформированных ядер, но является, по-видимому, типичной для спектров ядер, переходных между сферическими и деформированными. Последнее соображение основывается на сопоставлении наших данных с данными о спектре ядер в окрестности Ru^{15/}, а также спектров легких изотопов Yb и Ge, полученных в недавних экспериментах в Ок-Ридже^{12/}.

3. ФОРМА ¹⁵⁴Er В СОСТОЯНИЯХ С БОЛЬШИМИ СПИНАМИ

Форма вращающихся ядер изучалась многими авторами. В частности, в^{13/} проведен систематический анализ формы ядер с числом нейтронов, близким к магическому $N = 82$ /там же представлены

ссылки на более ранние публикации на эту тему/. В процитированной работе изучалась форма ядер с N , близким к 82 в состояниях вблизи ираст-линии /"почти холодных" ядер/, влияние статистического возбуждения /"температуры"/ на оболочечные эффекты, а также характерные значения спинов, при которых форма ядер изменяется от сплюснутой к вытянутой. Здесь мы приводим те из результатов^{13/}, которые имеют отношение к анализу спектра γ -излучения ¹⁵⁴Er.

Изучение формы ядер проводилось в^{13/} на основе метода Струтинского, причем в гамилтониан, описывающий квазичастичный спектр ядра, введен член $-\omega j_x$ /силы Кориолиса/, а статистическое возбуждение описывалось путем введения зависящих от температуры чисел заполнения одночастичных состояний. Среднее поле аппроксимировано потенциалом Саксона-Вудса, зависящим от параметров квадрупольной (ϵ_2) и гексадекапольной (ϵ_4) деформации, а также от параметра неаксиальности (γ). Расчеты проводились при значениях температуры $t = 0,2; 0,6$ и $1,2$ МэВ, чему соответствует энергия возбуждения над ираст-линией, примерно равная $0,6; 5,5$ и 22 МэВ.

При $t = 0,2$ МэВ характеристики ядра определяются в первую очередь оболочечными эффектами. На картах поверхности свободной энергии ядра ¹⁵⁴Er при этом имеется несколько минимумов, положение которых и относительная глубина плавно изменяются с изменением спина. Форму ядра в состояниях из окрестности ираст-линии естественно связывать с положением абсолютного минимума энергии. При $I \leq 40$ он находится в состояниях сплюснутой формы с деформацией $\epsilon_2 = 0,16$, при больших спинах перемещается во второй локальный минимум также со сплюснутой формой $/\epsilon_2 = 0,24/$, а при еще больших спинах переходит в третий локальный минимум, соответствующий неаксиальной форме ядра. Таким образом, энергия в равновесных конфигурациях ядра при малых энергиях возбуждения над ираст-линией представляется кусками нескольких плавных линий, каждая из которых соответствует одному из локальных минимумов свободной энергии /см.рис.3/.

Заметим, что оболочечные эффекты сохраняют заметное влияние на форму вращающихся ядер при $t = 0,6$ МэВ, но исчезают при $t \geq 1$ МэВ, так что при энергиях статистического возбуждения $U \geq 20$ МэВ форма определяется компонентой энергии, передающейся моделью жидкой капли.

На рис.4 приведены моменты инерции ¹⁵⁴Er, рассчитанные при $t = 0,2$ МэВ и $t = 1,2$ МэВ. Оболочечные эффекты приводят к появлению заметных нерегулярностей в зависимости момента инерции от спина. Наличие нерегулярностей в экспериментальных значениях "эффективного момента инерции" отмечалось выше /см.рис.2/, однако количественное сопоставление результатов на рис.2 и 4 затруднительно, так как экспериментальные данные содержат информацию, усредненную как по спинам ядра, так и спектральным характеристикам различных изотопов Er.

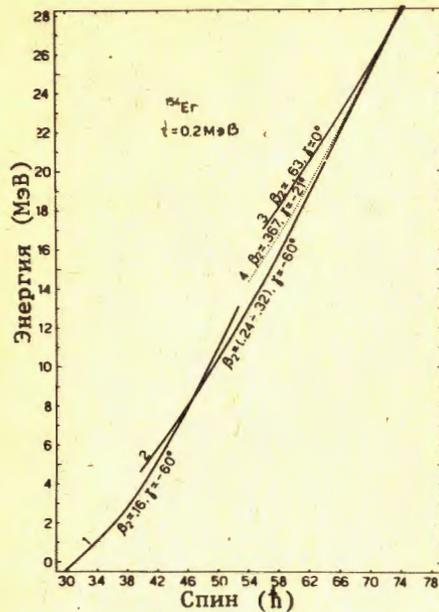


Рис.3. Структура ираст-линии ^{154}Er / $t = 0,2 \text{ МэВ} / 13/$. Указаны характерные значения деформации (ϵ_2, γ) при которых достигается локальный минимум энергии, найденной по методу Струтинского.

Результаты расчетов удобно представить в виде кривых, передающих зависимость угловой частоты вращения от спина ядра. Угловая частота вращения определяет энергетические интервалы между состояниями с разными спинами, принадлежащими одной и той же равновесной конфигурации. Энергия γ -переходов между состояниями, принадлежащими одной и той же конфигурации, элементарно связана с частотой вращения. Так, для $E2, \Delta I = 2$ переходов $E_\gamma(I) =$

$= 2\omega_{\text{rot}}(I)$. На рис.5 представлены энергии таких переходов для каждой из равновесных конфигураций ядра ^{154}Er , обсуждавшихся ранее в связи с рис.3.

Рис.4. Значения момента инерции ядра ^{154}Er в зависимости от квадрата угловой частоты вращения, рассчитанные для двух значений температуры / $t = 0,2 \text{ МэВ}$ - сплошная линия с точками, $t = 1,2 \text{ МэВ}$ - пунктирная линия с квадратами/. Указаны значения спина, соответствующие точкам /квадратам/ на линиях.

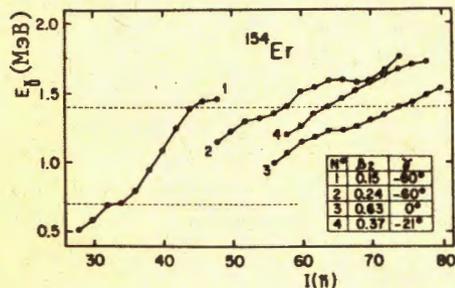
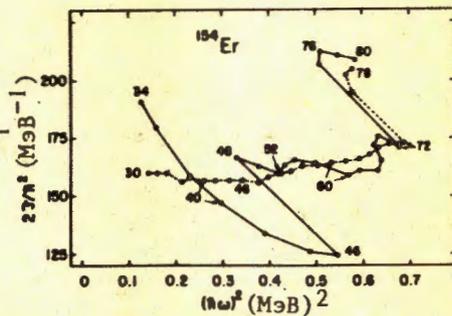


Рис.5. Энергии квадрупольных переходов $I \rightarrow I - 2$ вдоль ираст-линии ядра ^{154}Er по данным расчета /13/. Пунктиром отмечены положения максимумов интенсивности γ -излучения, обнаруженные в описанном ранее эксперименте.

Число γ -квантов, испущенных в заданном интервале энергии, связано с наклоном кривых на рис.5. Области плато на кривых рис.5 отвечают участкам каскада, переходы в которых генерируют кванты с одной и той же энергией, так что положим участкам $\omega_{\text{rot}}(I)$ должны соответствовать максимумы в энергетическом распределении γ -квантов. Положение двух зарегистрированных максимумов в спектре излучения высокоспиновых состояний ^{154}Er /пунктирные линии на рис.5/, хорошо согласуется с положением плато на кривых $E_\gamma(I)$.

Для более прямого сопоставления данных теоретического анализа с экспериментом выполнен расчет энергетической зависимости γ -излучения. Численно анализировалось выражение

$$\bar{N}_\gamma(I) \approx \sum_{I', \nu} p_\gamma^\nu(I', E_\gamma) \cdot \rho_\Delta(E_\gamma - E_\gamma(I')),$$

где $p_\gamma^\nu(I, E_\gamma^\nu)$ - число переходов из состояния I , E_γ^ν - энергия перехода. Индекс ν различает переходы $I \rightarrow I - 1$ ($\nu = 1$) и переходы $I \rightarrow I - 2$ ($\nu = 2$). Весовая функция ρ_Δ выбрана в виде рас-

пределения Лоренца: $\rho_\Delta(x) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{x^2 + (\delta/2)^2}$. Имея в виду использо-

ванную в условиях эксперимента методику слоев, функцию $p_\gamma^\nu(I, E_\gamma)$ представляли в виде

$$p_\gamma^\nu(I, E_\gamma^\nu) = \sum_{I' \leq I' \leq I_{\text{max}}} g(I') W_\nu(I', E_\gamma^\nu),$$

где $g(I')$ - вероятность постороннего заселения "entry-линии"

$$g(I') = C(I') (2I' + 1) \exp \left\{ -\frac{(I' - I_{\text{av}})^2}{2\sigma_I} \right\}.$$

Среднее значение спина для каждого слоя I_{av} и дисперсию σ_I вычисляли на основании экспериментальных данных. Нормировочный параметр $C(I)$ определяли условием $\sum_I g(I) = 1$.

Отношение вероятностей переходов $\Delta I = 1$ и $\Delta I = 2$ регулировалось величиной $W_\nu(I, E_\gamma^\nu)$, взятой в виде

$$W_\nu(I, E_\gamma^\nu) = K_\nu(I) B_\nu(I) / \sum_{\nu'} K_{\nu'}(I) B_{\nu'}(I),$$

где $B_\nu(I)$ - приведенная вероятность перехода, определенная ниже, и

$$K_\nu(I) = \begin{cases} 7,4 \cdot 10^7 A^{4/3} E_\gamma^5, & \nu = 2 \\ 3,1 \cdot 10^{13} E_\gamma^3, & \nu = 1. \end{cases}$$

Для переходов $I \rightarrow I-1$ приведенная вероятность принята не зависящей от спина и равной $V_1 = 10$ /примерная оценка приведенной вероятности дипольных переходов/, для квадрупольных переходов $I \rightarrow I-2$ было принято $V_2 = I^2$ на основании оценок, выполненных в /13/ в рамках модели сфероидальной капли ферми-жидкости.

Окончательное выражение для числа γ -квантов, отнесенного к единичному интервалу энергии, имеет вид

$$\bar{n}_\gamma(E_\gamma) = \frac{\Delta}{2\pi} \sum_{I=I_{\min}}^{I_{\max}} \sum_{\nu=1}^2 \frac{n_\nu(I)}{(E_\gamma - E_\gamma^\nu(I))^2 + (\Delta/2)^2}.$$

В расчетах принято $\Delta = 0,2$ МэВ, $I_{\min} = 28$, $I_{\max} = 72$. Считалось, что переходы направлены вдоль ираст-линии, так что $E_\gamma^\nu(I) = (\Delta I) \nu \omega_{\text{rot}}(I)$. Расчеты проводились при 3 значениях параметра σ : $\sigma = \sigma_{\text{exp}}$; $\sigma = (1 \pm 0,25) \sigma_{\text{exp}}$, причем результаты расчета оказались практически одинаковыми.

Рассчитывалась функция $\bar{n}_\gamma(E_\gamma)$ для каждого из слоев, для которых имеется экспериментальная информация. Рассчитана также суммарная интенсивность излучения, определенная путем сложения расчетных кривых для всех слоев /см.рис.6/ и представляющая спектр γ -квантов, излученных на участке каскада от $I = 38$ до $I = 60$.

Как видно из рис.6, наличие двух пиков в спектре γ -излучения, положение максимумов и их высота в суммарном спектре воспроизводятся в расчете. В рассчитанном спектре γ -излучения, соответствующем слою с наименьшим значением $I_{\text{ав}}$, верхний пик отсутствует /что также соответствует экспериментальным данным/. Наши расчеты показывают, что этот пик формируется переходами в области плато для первой конфигурации / $I \geq 42$ /, а также переходами в конфигурациях 2 и 4, становящимися ираст-конфигурациями в области больших спинов.

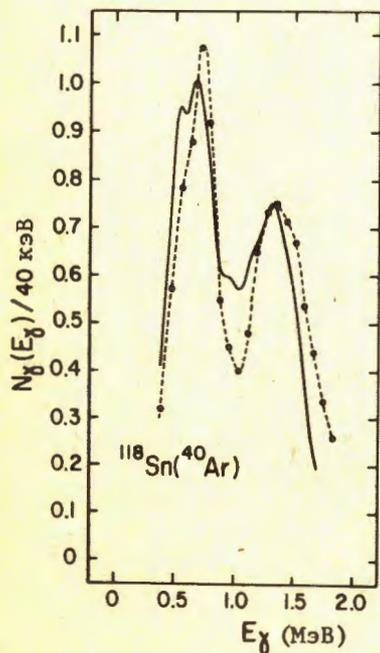


Рис.6. Суммарная интенсивность γ -излучения из высокоспиновых состояний ядра ^{154}Er . Сплошная линия - расчет, штриховая - данные эксперимента /см. раздел 2/.

В наших расчетах интенсивность низкоэнергетического пика почти не изменяется при увеличении $I_{\text{ав}}$. Этот факт находится в противоречии с экспериментальными данными, свидетельствующими о наличии переходов между высокоспиновыми состояниями, дающими вклад в эту часть спектра γ -излучения.

ДИСКУССИЯ

Сравнение экспериментальных данных с результатами расчета показывает следующее:

1/ Расчет позволяет объяснить наиболее яркую особенность спектра γ -квантов, возникающих при распаде высокоспиновых состояний переходного ядра ^{154}Er - наличие двух максимумов у функции $\bar{n}_\gamma(E_\gamma)$ в районе $E_\gamma^{(1)} = 0,7$ МэВ и $E_\gamma^{(2)} = 1,4$ МэВ. Пики в энергетическом распределении γ -квантов связаны с энергетическими особенностями ираст-линии. Правильное положение пиков удается указать, рассматривая только E2-переходы $I \rightarrow I-2$ вдоль ираст-линии.

2/ Состояниям ираст-линии ^{154}Er при $I \leq 60$ соответствует аксиальная форма с осью симметрии, параллельной оси вращения.

3/ Рассчитанная относительная интенсивность излучения в первом и втором пиках существенно отличается от экспериментальной по зависимости от начального спина в каскаде - расчет не воспроизводит существенного увеличения интенсивности нижнего пика при увеличении начального спина.

При обсуждении этих результатов целесообразно затронуть следующие два вопроса:

1/ Как объяснить наличие доминирующей компоненты E2-переходов в спектре излучения в области второго пика при $E_\gamma = 1,4$ МэВ?

2/ Как объяснить подпитку нижнего пика переходами из высокоспиновой части γ -каскада?

Возможность существования коллективных квадрупольных переходов с энергией, близкой к $E_\gamma = \Delta I \cdot \omega_{\text{rot}}(I)$, в быстровращающихся ядрах находит естественное объяснение с позиций модели вращающейся капли ферми-жидкости /14/. Их коллективность объясняется мягкостью вращающихся ядер по отношению к неаксиальной деформации /E2, $I \rightarrow I-2$ -переходы/, а также возможностью нутационного движения капли ферми-жидкости, возникающего тогда, когда угловой момент направлен под углом по отношению к главным осям тензора инерции /E2, $I \rightarrow I-1$ -переходы/. В сфероидальных ядрах, согласно модели /14/, спектр возбуждений обоих типов имеет вибрационный характер, причем приведенные вероятности переходов быстро возрастают с угловым моментом и энергией возбуждения над ираст-линией. Для энергий возбуждения над ираст-линией 0,2 - 0,5 МэВ, при которых можно считать доминирующими переходы вдоль ираст-линии, и при спинах порядка $50 \frac{1}{2}$ приведенные вероятности переходов обоих типов могут достигать 100 и более единиц Вайскопфа.

Заметная роль переходов $E2, I \rightarrow I-1$ с позиций обсуждаемой модели возможна, когда нутационный тип возбуждения компаунд-состояний, образующихся в реакции слияния, выражен достаточно ярко.

Отметим, что в условиях расчета спектра γ -излучения роль переходов $I \rightarrow I-1$ была подавлена при больших спинах из-за выбранной параметризации коэффициентов ветвления $W_{\nu}(I)$. Последние были параметризованы на основе предположения о том, что переходы $I \rightarrow I-1$ имеют дипольный характер /E1 и/или M1-переходы/ и что приведенные вероятности для них слабо зависят от спина ядра. При этом с ростом спина и частоты вращения роль квадрупольных $I \rightarrow I-2$ переходов становится доминирующей. Подпитку γ -излучения в области низкого пика легко получить, изменяя условия расчета, допустив, что коэффициенты ветвления $W_{\nu}(I)$ остаются сравнимыми по величине при всех значениях спина. При этом следует допустить либо наличие сравнимой доли E2-переходов $I \rightarrow I-2$ и $I \rightarrow I-1$, либо наличие резкой зависимости приведенных вероятностей M1 и/или E1 переходов от спина ядра.

В заключение перечислим основные выводы представленных исследований:

1/ Экспериментально установлено наличие структуры в квазинепрерывном спектре γ -излучения переходного ядра ^{154}Er , выражающейся в присутствии двух максимумов в интенсивности γ -излучения как функции энергии γ -квантов.

2/ γ -кванты, формирующие верхний пик, образуются при распаде высокоспиновых состояний; они имеют квадрупольную природу и уменьшают спин ядра на 2 единицы Планка. Излучение в области нижнего пика имеет смешанную природу и частично генерируется переходами из высокоспиновой области спектра ядра.

3/ Пики в интенсивности излучения можно интерпретировать как следствие особенностей ираст-линии ядра, образованной конфигурациями сфероидального среднего поля.

4/ Возможным источником высокоспиновой компоненты излучения, дающей вклад в нижний пик, являются квадрупольные переходы $I \rightarrow I-1$ вдоль ираст-линии. Подчеркнем, что последнее заявление является не более чем предположением: из данных эксперимента следует лишь смешанный состав излучения и участие в его формировании высокоспиновых состояний ядра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бриансон Ш., Михайлов И.Н. ЭЧАЯ, 1982, т.13, вып.2, с.245.
2. Tjom et al., Phys.Lett., 1978, 72B, p.439; Körner et al. Phys.Rev.Lett., 1979, 43, p.490.
3. Aguer P. et al. Physica Scripta, 1981, 24, p.140.
4. Mollenauer J.F. Phys.Rev., 1962, 127, p.867.
5. Folkmann F. et al. Nucl.Phys., 1981, A361, p.242.
6. Aguer P. et al. Bormio Conference, 1982, p.131.

7. N'Guyen L. Thèse 3ème cycle QRSAY, 1982.
8. Deleplanque M.A. et al. Phys.Rev.Lett., 1978, 41, p.1105.
9. Auger P. Thèse 3ème cycle, QRSAY.
10. Chowdhury P. et al. Phys.Rev.Lett., 1981, 47, p.778.
11. Kroth R. et al. Rapport d'activité CSNSM 1981-1982, p.49.
12. Lee Y. et al. Oak-Ridge Conference, 1982; Jaaskelainen M. et al. Oak-Ridge Conference, 1982.
13. Cwiok S. et al. Zeit. f. Physik, 1983, A314, p.337.
14. Бальбуцев Е.Б., Вайшвила З., Михайлов И.Н. ЯФ, 1983, 38, с.591.

НЕТ ЛИ ПРОБЕЛОВ В ВАШЕЙ БИБЛИОТЕКЕ?

Вы можете получить по почте перечисленные ниже книги, если они не были заказаны ранее.

	Труды VI Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Дубна, 1978 /2 тома/	7 р. 40 к.
	Труды VII Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц, Дубна, 1980 /2 тома/	8 р. 00 к.
D11-80-13	Труды рабочего совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике, Дубна, 1979	3 р. 50 к.
D4-80-271	Труды Международной конференции по проблемам нескольких тел в ядерной физике. Дубна, 1979.	3 р. 00 к.
D4-80-385	Труды Международной школы по структуре ядра. Алушта, 1980.	5 р. 00 к.
D2-81-543	Труды VI Международного совещания по проблемам квантовой теории поля. Алушта, 1981	2 р. 50 к.
D10,11-81-622	Труды Международного совещания по проблемам математического моделирования в ядерно-физических исследованиях. Дубна, 1980	2 р. 50 к.
D1,2-81-728	Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 60 к.
D17-81-758	Труды II Международного симпозиума по избранным проблемам статистической механики. Дубна, 1981.	5 р. 40 к.
D1,2-82-27	Труды Международного симпозиума по поляризационным явлениям в физике высоких энергий. Дубна, 1981.	3 р. 20 к.
P18-82-117	Труды IV совещания по использованию новых ядерно-физических методов для решения научно-технических и народнохозяйственных задач. Дубна, 1981.	3 р. 80 к.
D2-82-568	Труды совещания по исследованиям в области релятивистской ядерной физики. Дубна, 1982.	1 р. 75 к.
D9-82-664	Труды совещания по коллективным методам ускорения. Дубна, 1982.	3 р. 30 к.
D3,4-82-704	Труды IV Международной школы по нейтронной физике. Дубна, 1982.	5 р. 00 к.
D2,4-83-179	Труды XV Международной школы молодых ученых по физике высоких энергий. Дубна, 1982.	4 р. 80 к.
	Труды УШ Всесоюзного совещания по ускорителям заряженных частиц. Протвино, 1982 /2 тома/	11 р. 40 к.
D11-83-511	Труды совещания по системам и методам аналитических вычислений на ЭВМ и их применению в теоретической физике. Дубна, 1982.	2 р. 50 к.
D7-83-644	Труды Международной школы-семинара по физике тяжелых ионов. Алушта, 1983.	6 р. 55 к.
D2,13-83-689	Труды рабочего совещания по проблемам излучения и детектирования гравитационных волн. Дубна, 1983.	2 р. 00 к.

Заказы на упомянутые книги могут быть направлены по адресу:
101000 Москва, Главпочтамт, п/я 79
Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований

Михайлов И.Н. и др.

P4-84-318

Конкуренция γ -переходов с изменением спина ядра
 $\Delta I = 2$ и $\Delta I = 1$ в быстровращающихся ядрах

Приводятся экспериментальные данные о квазинепрерывном спектре γ -излучения продуктов реакции $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ (^{154}Er) при $E_{\text{Ar}} = 185$ МэВ. Изучались энергетическая зависимость интенсивности излучения и его мультипольный состав в зависимости от начального спина. Проведен теоретический анализ спектра, причем показано, что его особенности связаны со структурой ираст-линии переходного ядра ^{154}Er .

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1984

Перевод Т.Ю.Думбрайс

Mikhailov I.N. et al.

P4-84-318

The Competition Between the γ -Transitions Changing the Nuclear Spin by $\Delta I = 2$ and $\Delta I = 1$ in Fast Rotating Nuclei

The experimental data are given on the quasicontinuum spectrum of γ -ray emission from the fusion reaction $^{40}\text{Ar} + ^{118}\text{Sn}$ (^{154}Er) at $E_{\text{Ar}} = 185$ MeV. The energy distribution of γ -emission was studied as a function of the entry spin. The spectrum of γ -rays was analysed by theoretical means to show that its characteristics are related to the structure of the yrast line of the transitional nucleus ^{154}Er .

The investigation has been performed at the Laboratory of Theoretical Physics, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1984