

СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



СЗУ/а
Д, - 84

P4 - 11673

Р.Дуран, Л.А.Малов

4698 / 2 - 78

ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
В ИЗОТОПАХ ИТТЕРБИЯ

1978

P4 - 11673

Р.Дуран, Л.А.Малов

**ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ
В ИЗОТОПАХ ИТТЕРБИЯ**

Фрагментация одночастичных состояний в изотопах иттербия

В рамках сверхтекучей модели ядра рассчитаны спектроскопические факторы реакций однонуклонных передач на изотопах иттербия. Показано наличие структур в энергетической зависимости спектроскопических факторов, которые определяются фрагментацией квазичастичных состояний по уровням ядра. Фрагментация уменьшается с увеличением атомного веса изотопов. Таким образом, на примере изотопов иттербия качественно объясняется обнаруженная ранее экспериментально для ряда редкоземельных ядер изотопическая зависимость сечений однонуклонных передач.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1978

Fragmentation of One-Nucleon States in Ytterbium Isotopes

In the frame of the superfluid nuclear model spectroscopic factors for one-nucleon transfer reactions of ytterbium isotopes were calculated. The presence of structures in energetic dependence of spectroscopic factors is shown which are determined by the fragmentation of quasiparticle states over nuclear levels. The fragmentation decreases with increasing atomic weight of isotopes. Thus, the present calculation allowed to explain qualitatively for the case of ytterbium isotopes, the previously experimentally observed isotopic dependence of stripping reaction cross sections in rare-earth nuclei.

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

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1978

1. ВВЕДЕНИЕ

В последнее время увеличился интерес к изучению структуры ядерных состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения. При этих энергиях важную роль играет процесс фрагментации, т.е. распределение силы одноквазичастичных и других малоквазичастичных состояний по многим ядерным уровням. Для описания фрагментации в^{1,2/} была предложена полумикроскопическая модель, основанная на учете взаимодействия квазичастиц с фононами. В рамках этой модели удалось рассчитать фрагментацию одноквазичастичных состояний в сложных ядрах^{3-5/}. Показано, что фрагментация является общим свойством всех ядер и увеличивается с ростом энергии возбуждения. Для N -нечетных деформированных ядер в однофонном приближении были подробно исследованы основные общие закономерности фрагментации одночастичных состояний^{3,4,6/}.

В последние годы фрагментация одночастичных состояний в сферических ядрах широко изучается на эксперименте в реакциях типа (d,p) ^{7/}, $(d, {}^3\text{He})$ ^{8/}, $({}^3\text{He}, d)$ ^{9/} и других^{10/}. В работе^{11/} были измерены сечения реакции передачи нуклона (stripping reaction) на ряде четно-четных деформированных ядер. В этой работе показано, что в энергетической зависимости сечения реакции (d, p) в широком интервале возбуждения конечного ядра четко проявляются структуры, которые позволяют судить о степени фрагментации одночастичных нейтронных состояний. Авторами этой работы для ряда деформированных ядер были сделаны полуколичественные выводы об изотопической зависимости фрагментации.

В настоящей работе на примере изотопов иттербия проведены расчеты спектроскопических факторов S_{ℓ} реакций однонуклонных передач для переданных орбитальных моментов $\ell = 0, 1, 2$. Показано, что отмеченное на эксперименте^{/11/} увеличение фрагментации в зависимости от атомного веса связано, главным образом, с повышенным коллективностью нижайших вибрационных состояний ядер, что приводит к усилению взаимодействия квазичастиц с фононами. В разделе 2 приводятся основные положения модели, описывающей взаимодействие квазичастиц с фононами, и формулы для описания фрагментации одноквазичастичных состояний в нечетных деформированных ядрах. В разделе 3 представлены результаты расчетов спектроскопических факторов однонуклонной передачи для изотопов иттербия, проводится сравнение с экспериментальными данными.

2. ФРАГМЕНТАЦИЯ ОДНОЧАСТИЧНЫХ СОСТОЯНИЙ В НЕЧЕТНЫХ ДЕФОРМИРОВАННЫХ ЯДРАХ

2.1. Теоретическое описание

Формулировка модели, основные уравнения и методы их решения даны в^{/2,3/}. В настоящей работе приводятся только самые необходимые формулы, причем описание фрагментации одноквазичастичных состояний проводится в рамках упрощенной модели в однофононном приближении. В^{/3,12/} было показано, что для расчета усредненных характеристик указанное приближение в ряде случаев дает неплохие результаты.

Используемая здесь модель представляет собой обобщенный вариант сверхтекучей модели ядра^{/13/}. Гамильтониан этой модели

$$H = H_{av} + H_{pair} + H_Q \quad /1/$$

включает среднее поле для нейтронов и протонов H_{av} , парное взаимодействие сверхпроводящего типа H_{pair} и

дальнодействующие мультиполь-мультипольные силы H_Q . Смешивание различных видов возбуждений в данной модели происходит из-за взаимодействия квазичастиц с фононами. Именно это взаимодействие приводит к распределению силы одноквазичастичных состояний по многим ядерным уровням. Используется дополнительное упрощение, состоящее в том, что фононы нечетного ядра берутся из соседнего четно-четного. Волновые функции неротационных состояний с проекцией момента на ось симметрии K и четностью π нечетного деформированного ядра в однофононном приближении запишем в виде:

$$\Psi_1(K^\pi) = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\sigma} \{ \sum_{\rho} C_{\rho}^i a_{\rho\sigma}^+ + \sum_g D_g^i (a^+ Q^+) \} \Psi_0. \quad /2/$$

Здесь Ψ_0 - волновая функция основного состояния четно-четного ядра; i - номер состояния; $g = \nu \lambda \mu j$, где j - номер корня секулярного уравнения для однофононного состояния мультипольности $\lambda \mu$; a^+ , Q^+ - операторы рождения квазичастицы и фонона. Совокупность квантовых чисел для произвольного одночастичного состояния обозначим через $(\nu \sigma)$, а для состояний с фиксированным значением K^π - через $(\rho \sigma)$, $\sigma = \pm 1$.

В ^{2,13/} получена система уравнений для определения энергий и волновых функций /2/ нечетного деформированного ядра, в ^{3,4/} исследована фрагментация одночастичных состояний ρ в широком энергетическом интервале. В работах был использован метод вычисления усредненных характеристик без детального расчета каждого состояния /или метод силовых функций ^{14/}/. Вычислив значение C_{ρ}^i , легко найти спектроскопические факторы для реакции передачи одного нуклона с возбуждением данного состояния i . Например, спектроскопический фактор для реакции передачи нейтрона, типа (d,p) , с угловым моментом l на четно-четной мишени можно записать в виде

$$S_l^1 = \sum_I \left| \sum_{\rho K} a_{lI}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^1 \right|^2. \quad /3/$$

Здесь u_{ρ} - коэффициенты канонического преобразования

Боголюбова, определяющие вероятность того, что данное одночастичное состояние является дырочным, $a_{\ell_1}^{\rho K}$ - коэффициенты разложения одночастичной волновой функции деформированного ядра по сферическому базису^{/15,16/}

Если плотность возбужденных состояний велика и нас не интересует сечение возбуждения каждого индивидуального состояния, можно ввести силовую функцию для спектроскопического фактора реакции передачи нуклона, зависящую от энергии возбуждения E и представляющую усреднение в определенном энергетическом интервале Δ :

$$S_{\ell}(E) = \frac{1}{\Delta} \sum_{\Delta} \sum_{\ell} \left| \sum_{\rho K} a_{\ell_1}^{\rho K} u_{\rho} C_{\rho}^{\ell} \right|^2. \quad /4/$$

Проводя указанное усреднение с функцией Лоренца

$$\rho(E - E_1) = \frac{\Delta}{2\pi} \frac{1}{(E - E_1)^2 + (\Delta/2)^2}, \quad /5/$$

пренебрегая взаимодействием Корнолиса и учитывая связь коэффициентов C_{ρ}^{ℓ} с производной от секулярного уравнения для энергий возбуждения E_1 , можно получить^{/8/} после некоторых математических преобразований следующее выражение для силовой функции:

$$S_{\ell}(E) = \frac{1}{\pi} \sum_{\rho K \ell} (a_{\ell_1}^{\rho K} u_{\rho})^2 \operatorname{Im} \left\{ \frac{1}{\mathcal{F}_{\rho}(E + i\Delta/2)} \right\} + \\ + \frac{2}{\pi} \sum_{\substack{\rho > \rho' \\ K \ell}} a_{\ell_1}^{\rho K} a_{\ell_1}^{\rho' K} u_{\rho} u_{\rho'} \operatorname{Im} \left\{ \frac{\theta_{\rho}(\rho'; E + i\Delta/2)}{\theta(E + i\Delta/2)} \right\}. \quad /6/$$

Здесь \mathcal{F}_{ρ} , θ_{ρ} и θ - функции комплексного аргумента, которые выражаются через коэффициенты системы уравнений для энергий E_1 и волновых функций $\Psi_1(K^n)$ /их явный вид приведен в^{/8/}/. Таким образом, нахождение силовой функции для реакции передачи нейтрона с угловым моментом ℓ на четно-четной мишени сводится к вычислению функции /6/ в произвольно заданном энер-

гетическом интервале без решения сложной задачи на собственные значения и собственные функции.

2.2. Делали расчетов

В настоящей работе проделаны расчеты спектроскопических факторов S_ℓ для $\ell = 0, 1, 2$, аналогичные расчетам в ^{3,4/}. Все параметры гамильтониана /1/ фиксированы при описании низколежащих состояний ядер, поэтому при исследовании состояний с промежуточной и высокой энергией возбуждения и, в частности, при исследовании фрагментации нет ни одного свободного параметра. Используются одночастичные энергии и волновые функции потенциала Вудса-Саксона. Параметры потенциала взяты такими же, как в ^{3,4,16/}. Они приведены в табл. 1. Константы спаривания G_N и G_Z и мультиполь-мультипольных сил $\kappa^{(\lambda)}$ были взяты в соответствии с ^{4/}. Учитывались фононы пятнадцати мультипольностей с $\lambda = 2, 3, \dots, 7$. Силы квадруполь-квадрупольного и октуполь-октупольного взаимодействия были подобраны так, чтобы воспроизвести экспериментальные энергии первых квадрупольных и октупольных вибрационных состояний. Выбор остальных констант описан в ^{4/}. Поскольку нас интересовали энергии возбуждения не намного выше энергии связи чейтрона, то в расчетах ограничивались 35 нижайшими решениями секулярных уравнений для фононов каждой мультипольности. Однако результаты расчетов слабо изменились при уменьшении числа учитываемых фононов до 20.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

На рис. 1 приведены силовые функции спектроскопических факторов $S_0(E)$ для реакций передачи одного нуклона, рассчитанные по формуле /6/ для изотопов иттербия ^{171,173,175,177}Yb. Из рисунка видно, что в энергетической зависимости спектроскопических факторов четко проявляются структурные эффекты, связанные с фраг-

Таблица 1

Параметры потенциала Вудса-Саксона для нейтронов и протонов, используемые в расчетах одночастичных волновых функций и энергий

Остаточное ядро	Нуклонная система	V_0 (МэВ)	r_0 (Фм)	a (Фм ⁻¹)	κ (Фм ⁻²)	β_{20}	β_{40}
¹⁷¹ Yb	нейтроны	44,8	1,28	1,67	0,43	0,28	0,02
	протоны	59,2	1,25	1,63	0,355	0,28	0,02
^{173,175,177} Yb	нейтроны	44,8	1,28	1,67	0,42	0,26	-0,02
	протоны	59,2	1,25	1,59	0,32	0,27	-0,02

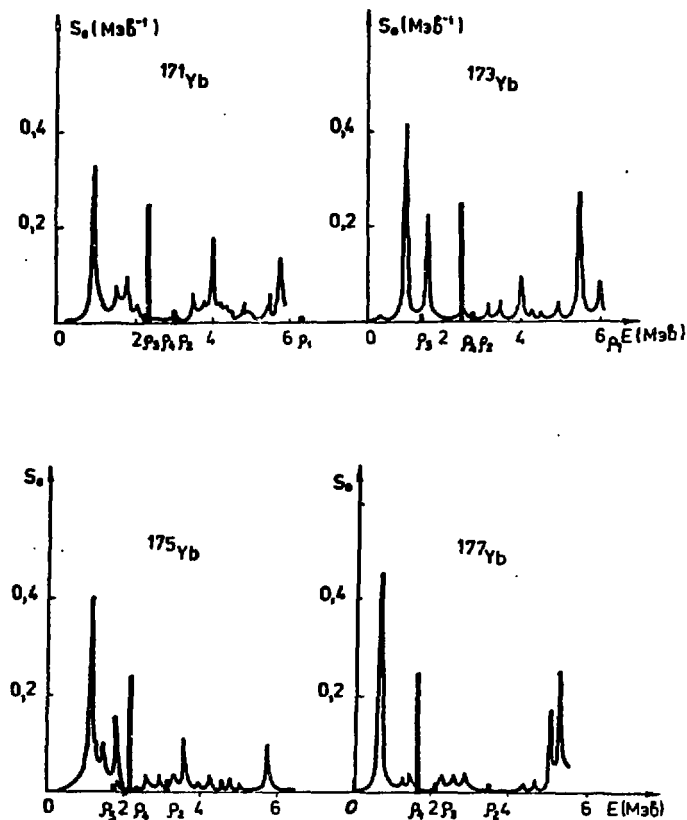


Рис. 1. Спектроскопические факторы $S_0(E)$ для реакций $^{170,172,174,176}Yb(d,p)$ $^{171,173,175,177}Yb$, рассчитанные по формуле /6/ с $\Lambda = 0,1$ МэВ и с учетом следующих одночастичных состояний: $\rho_1 = 1/2^+[411 \pm]$, $\rho_2 = 1/2^+[400 \pm]$, $\rho_3 = 1/2^+[660 \pm]$, $\rho_4 = 1/2^+[651 \pm]$, $\rho_5 = 1/2^+[640 \pm]$. Указаны энергии этих состояний и соответствующие им спектроскопические факторы, рассчитанные в приближении невзаимодействующих квазичастиц.

ментацией одночастичных состояний в широком энергетическом интервале. Как отмечалось выше, аналогичные флуктуации в сечении реакции (d, p) на тех же изотопах иттербия были обнаружены раньше экспериментально^{/11/}. На рисунке также показано положение одноквазичастичных состояний ρ с $K^\pi = 1/2^+$ и соответствующие им спектроскопические факторы $S_0 = (a_0^{1/2} u_\rho)^2$ /в произвольных единицах/, рассчитанные в приближении, когда не учитывается взаимодействие квазичастиц с фононами. При отсутствии фрагментации этих состояний, возникающей из-за взаимодействия с фононами, расчет дает лишь отдельные пики в сечении, которые соответствуют возбуждению одночастичных состояний при указанных энергиях. Учет фрагментации воспроизводит более сложную картину, которая больше соответствует результату эксперимента. Из рис. 1 видно также, что фрагментация одночастичных состояний происходит по сложному закону; ее нельзя получить простым распределением силы одночастичного состояния в энергетическом интервале, например по закону Брейта-Вигнера, как это сделано в^{/11/}. Основные закономерности фрагментации были исследованы в^{/3,4,6/}, поэтому мы не будем их излагать в настоящей работе.

Рис. 1 позволяет также сделать качественное заключение о том, что для изотопов иттербия фрагментация слегка уменьшается с увеличением атомного веса. Например, для изотопов ^{177}Yb и ^{175}Yb основной вклад в S_0 дают 1-2 сильных состояния, в то время как для ^{171}Yb и ^{173}Yb имеется много слабых состояний, суммарный вклад которых в S_0 значителен. Этот результат находится в качественном соответствии с экспериментальными данными^{/11/}. Причину указанной закономерности легко понять, если учесть, что основной причиной фрагментации малоквазичастичных компонент является взаимодействие квазичастичных и коллективных степеней свободы^{/3,4,13/}. Чем больше коллективность вибрационных состояний, тем сильнее их взаимодействие с одночастичными состояниями, а следовательно, тем заметнее фрагментация последних. Мерой коллективности вибрационных состояний могут служить приведенные ве-

роятности электромагнитных переходов $V(E\lambda)$ с этих состояний на основное. На рис. 2 приведены экспериментальные величины $V(E\lambda)$ нижайших квадрупольных и октупольных состояний для ряда изотопов гадолиния, диспрозия, эрбия и иттербия. Из рис. 2 можно заключить, что для изотопов Gd, Dy, Er и Yb коллективность нижайших квадрупольных и октупольных состояний уменьшается с увеличением атомного веса и,

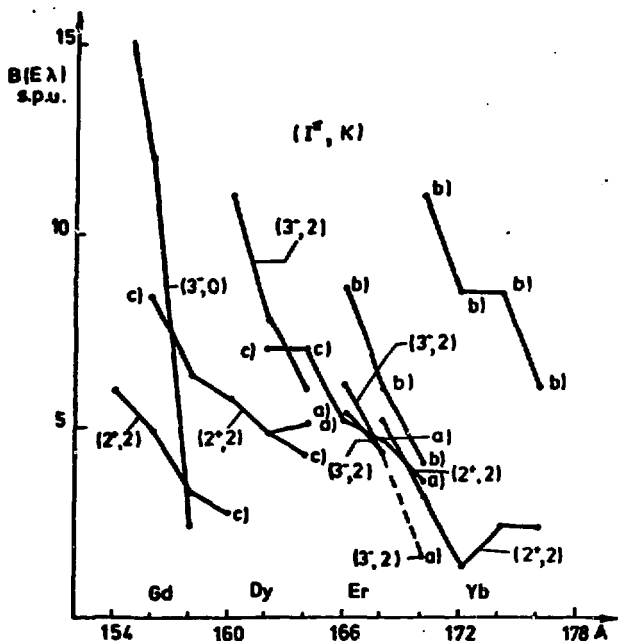


Рис. 2. Экспериментальные приведенные вероятности электрических переходов. Данные взяты из работы^{/17/}. Значения, отмеченные "а" и "с", взяты из работ^{/18,19/}. Значения, отмеченные "в", соответствуют сумме $V(E3)$ для октупольных состояний с $K^\pi = 0^-, 1^-, 2^-$ и взяты из работы.^{/19/}

следовательно, можно было бы ожидать некоторого ослабления фрагментации одноквазичастичных состояний для более тяжелых изотопов этих элементов, что действительно получается в наших расчетах для изотопов иттербия и наблюдается на эксперименте^{11/}. Однако расчеты показывают, что фрагментация одночастичных состояний полностью не определяется коллективностью только первых фононов, существенное влияние на фрагментацию оказывают и другие фононы с большей энергией возбуждения.

Прежде чем давать количественную оценку изменениям фрагментации в зависимости от атомного веса, напомним, что настоящие расчеты проводились в однофононном приближении. Учет более сложных конфигураций типа квазичастица плюс два фонона ($\alpha^+ Q^+ Q^+$), квазичастица плюс три фонона ($\alpha^+ Q^+ Q^+ Q^+$) и т.д. привел бы к усилению фрагментации, особенно для высоких энергий возбуждения. Настоящие расчеты дают лишь грубую картину фрагментации одночастичных состояний по состояниям типа квазичастица плюс фонон ($\alpha^+ Q^+$), которая, по-видимому, значительно слабее реальной фрагментации, наблюдаемой на эксперименте^{11/}. Однако можно ожидать, что основные тенденции изотопической зависимости фрагментации, видимо, сохраняются, т.к. вышеуказанная связь фрагментации с коллективностью вибрационных состояний не зависит от сложности учитываемых конфигураций. Для количественной оценки изменения фрагментации в зависимости от атомного веса нами вычислялся вклад в интегральное сечение реакции /или точнее, в интегральный спектро-

скопический фактор $S_{\ell} = \int_0^{B_n} S_{\ell}(E) dE$, B_n - энергия связи/

от определенного фиксированного числа пиков максимальной величины. Так, например, из рис. 3 видно, что на энергетическом интервале от 0 МэВ до энергии связи нейтрона B_n одно состояние с максимальным спектроскопическим фактором дает для ^{171}Yb - 18%, для ^{173}Yb - 23%, для ^{175}Yb - 35%, для ^{177}Yb - 48% вклада в S_0 . Точно так же рассчитаны и приведены на рис. 3 сум-

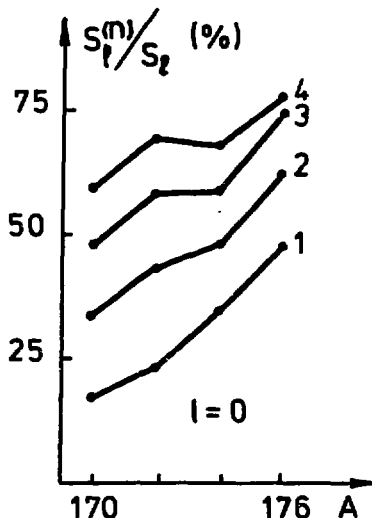


Рис. 3. Относительный вклад в интегральную величину

$S_l = \int_0^{B_n} S_l(E) dE$ и индивидуальных состояний с наибольшими величинами спектроскопических факторов $S_l(i)$ для $l = 0, \Delta = 0,1$ МэВ. Число учитываемых пиков i указано у кривых.

марные вклады 2-х, 3-х и 4-х самых сильных состояний в интегральную величину S_0 . Аналогичные величины получены для спектроскопических факторов с $l = 1$ и 2, и результаты для S_1 представлены на рис. 4. Рис. 3 и 4 подтверждают, что имеется некоторая тенденция к уменьшению фрагментации одночастичных состояний в нечетных изотопах иттербия с увеличением атомного веса, как это обнаружено на эксперименте¹¹.

Расчеты спектроскопических факторов для реакции однонуклонной передачи на четных изотопах иттербия проводились с различными параметрами усреднения Δ .

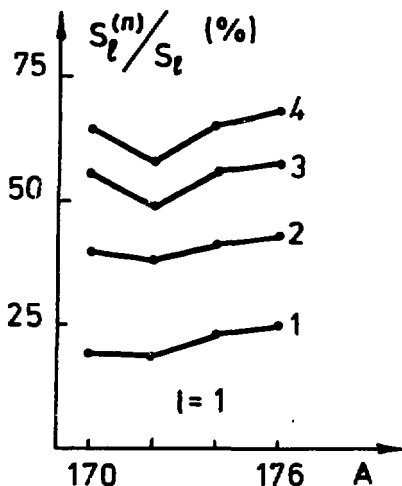


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 3, для $l = 1$.

На рис. 1, 3 и 4 $\Delta = 0,1$ МэВ. На рис. 5, который аналогичен рис. 3, значение Δ взято равным $0,4$ МэВ. Видно, что и в этом случае тенденция к уменьшению фрагментаций с увеличением A сохраняется, хотя она выражена менее определенно, чем при расчете с $\Delta = 0,1$ МэВ. Отметим, что экспериментальное разрешение в работе ^{11/} составляет $0,06-0,1$ МэВ, т.е. сравнимо с $\Delta = 0,1$ МэВ. Ухудшение экспериментального разрешения до $0,4-0,5$ МэВ, возможно, также ослабило бы наблюдаемый эффект изотопической зависимости фрагментации.

Анализ экспериментальных данных для вероятностей электромагнитных переходов с нижайших вибрационных состояний в изотопах гадолиния, диспрозия и эрбия, приведенных на рис. 2, показывает, что возможно аналогичное объяснение изотопической зависимости фрагментации, обнаруженной для этих изотопов в работе ^{11/}, хотя конкретные расчеты спектроскопических факторов

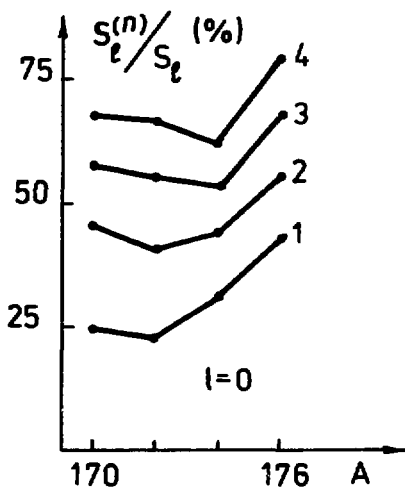


Рис. 5. То же самое, что и на рис. 3, для $\Delta = 0,4$ МэВ.

для этих изотопов нами не проводились. Большой интерес представляло бы проведение расчетов фрагментации с учетом более сложных конфигураций, что и предполагается сделать в дальнейшем.

Таким образом, настоящие расчеты показывают, что в рамках квазичастично-фононной модели ^[2,3,13] можно получить объяснение наблюдаемому на эксперименте эффекту сильной зависимости сечения реакции (d, p) на деформированных ядрах от энергии остаточного ядра и изотопической зависимости фрагментации одночастичных состояний для ряда редкоземельных элементов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Соловьев В.Г. Изв. АН СССР, сер. физ., 1974, 35, с.666; Соловьев В.Г. ЭЧАЯ, 1972, 3, с.770.
2. Soloviev V.G., Malov L.A. Nucl. Phys., 1972, A196, p.433.

3. Malou L.A., Soloviev V.G. *Nucl.Phys.*, 1976, A270, p.87.
4. Малов Л.А., Соловьев В.Г. *ЯФ*, 1977, 26, с.729.
5. Dambasuren D. e.a. *J. of Phys. G: Nucl.Phys.*, 1976, 2, p.25.
6. Soloviev V.G. *JINR, E4-9812, Dubna*, 1976.
7. Bechara M.J., Pietzsch O. *Phys.Rev.*, 1975, C12, p.90. Borello-Lewin T. e.a. *Nucl.Phys.*, 1975, A249, p.284.
8. Bindal P.K., Youngblood D.H., Kozub R.L. *Phys.Rev.*, 1974, C10, p.729.
9. Medsker L.R. e.a. *Phys. Rev.*, 1974, C10, p.2117.
10. Stemsen R.H. In: *Proc. of Int. Conf. on Selected Topics in Nucl.Struct.*, Dubna, 1976, v.II, p.106. Van der Werf S.Y. e.a. *Phys.Rev.Lett.*, 1974, 33, p.712.
11. Back B.B. e.a. *Nucl.Phys.*, 1974, A222, p.377.
12. Soloviev V.G. In. *Proc. of the Second Int. Symp. on Neutron Capture Gamma Ray Spectroscopy, Reactor Centrum Nederland, Petten*, 1975, p. 99.
13. Соловьев В.Г. *Теория сложных ядер*. "Наука", М., 1971.
14. Бор О., Мюшльсон Б.Р. *Структура атомного ядра*. "Мир", М., 1971, т.1, с.297.
15. Гареев Ф.А., Иванова С.П., Калинин Б.Н. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 1968, 33, с.1690.
16. Гареев Ф.А., и др. *ЭЧАЯ*, 1973, 4, с.357.
17. Григорьев Е.П., Соловьев В.Г. *Структура четных деформированных ядер*. "Наука", М., 1974.
18. Mc Gowan F.K. e.a. *Nucl.Phys.*, 1978, A297, p.51.
19. Vogel P. *Nuclear Structure, Dubna, Symposium*, 1968, p.59.