

Б-865

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



3936/2-74

7/4-74

P7 - 8033

Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, В.Г.Субботин

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ

ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ^{160}Yb

1974

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

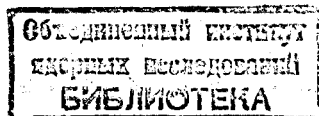
P7 - 8033

Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, В.Г.Субботин

ВРЕМЕНА ЖИЗНИ

ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ ¹⁶⁰УЬ

Направлено в ЯФ



ВВЕДЕНИЕ

Гамма-спектроскопические исследования ядер на пучках различных тяжелых ионов /от ${}^4\text{He}$ до ${}^{40}\text{Ar}$ / в последние годы дали возможность проследить ротационные полосы деформированных ядер вплоть до значений спина (16–22) \hbar . При этом были выявлены интересные особенности в энергетическом положении высокоспиновых состояний для целого ряда четно-четных ядер средней массы /1/. Обнаруженные аномалии в ходе зависимости энергии уровня от спина или, другими словами, момента инерции ядра от частоты вращения послужили толчком для нового развития феноменологических и микроскопических моделей ядерного вращения.

Применение тяжелых бомбардирующих частиц, таких как ${}^{40}\text{Ar}$, ${}^{32}\text{S}$, ${}^{31}\text{P}$ позволяет не только измерять энергетические спектры ротационных переходов, но также экспериментально определять времена жизни уровней вплоть до значений около 1 псек с помощью метода доплеровского смещения γ -излучения ядер, получающих отдачу в вакууме и тормозящихся в подвижном стоппоре /2/. С помощью этого метода нами были ранее измерены времена жизни ротационных уровней ядер ${}^{162,164}\text{Yb}$ в реакциях ${}^{126,128}\text{Te}({}^{40}\text{Ar}, 4n)$ /3,4/. Экспериментальные значения приведенных вероятностей переходов $B(E2)$ в зависимости от углового момента в пределах погрешностей согласуются с предсказаниями адиабатической теории. Однако при переходе к ядрам с меньшим квадрупольным моментом можно ожидать более существенных отклонений значений $B(E2)$ от роторных.

Техника ядерной отдачи в реакциях (HI, xn) дает также информацию об интервалах времени от начала реакции до заселения первого наблюдаемого уровня полосы. Не-

многочисленные экспериментальные данные о временах заселения показывают, что они равны $\sim 10^{-11}$ сек и увеличиваются при переходе от сильно деформированных к ядрам с меньшей деформацией.

Настоящая работа предпринята с целью измерения времен жизни коллективных уровней и времени заселения полосы основного состояния ^{160}Yb .

ЭКСПЕРИМЕНТ

Уровни ^{160}Yb заселялись в реакции $^{124}\text{Te}(^{40}\text{Ar}, 4n)$. Выведенный пучок ионов ^{40}Ar циклотрона У-300 ЛЯР с энергией 184 МэВ после прохождения тормозящих фольг бомбардировал мишень из металлического ^{124}Te , нанесенного на подложку из тонкого 130 мкг/см^2 алюминия. Мишень толщиной 1 мг/см^2 натягивалась на решетку из висмута; из такого же материала были изготовлены стоппер ядер отдачи и диафрагмы, ограничивающие пучок. Расстояние между стоппером и мишенью измерялось высокопрецизионным микрометрическим индикатором $\sim 1 \text{ мкм}$. Для точного определения нулевой позиции микрометра и для контроля расстояния во время эксперимента на пучке применялась методика измерения электрической емкости между мишенью и стоппером ^{15/}.

Гамма-излучение возбужденных ядер ^{160}Yb , распадающихся частично на лету, частично после торможения в стоппере, регистрировалось под углом 0° к направлению пучка ионов Ge(Li)-детекторами. На рис. 1 показаны типичные участки γ -спектров при разных расстояниях, измеренные детектором с объемом $2,8 \text{ см}^3$ и разрешением $1,5 \text{ кэВ}$ в условиях эксперимента. Из энергетической разницы между положением "остановленного" и "движущегося" пиков, после поправки на телесный угол детектора была определена средняя скорость ядер отдачи $v = 0,0205 \pm 0,0004 \text{ /с}$. Для каждого расстояния определялась доля интенсивности несмещенного пика $I_u / (I_u + I_s)$.

На рис. 2 показаны спектры, измеренные детектором с объемом 30 см^3 и разрешением $2,4 \text{ кэВ}$. Большая

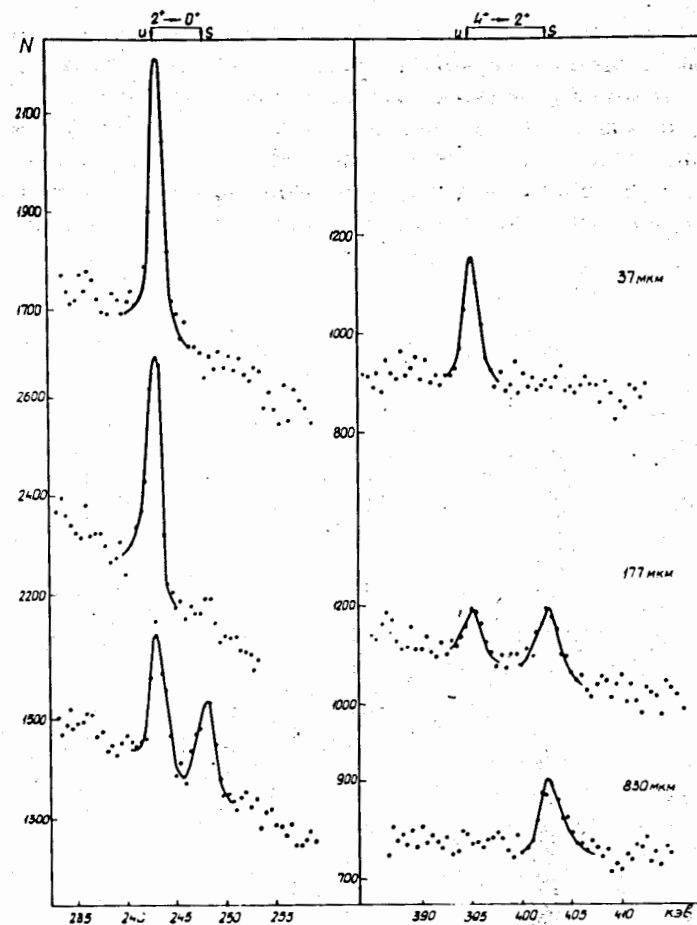


Рис. 1. Гамма-спектры переходов $2^+ \rightarrow 0^+$ и $4^+ \rightarrow 2^+$ при разных расстояниях между мишенью и стоппером, измеренные детектором объемом $2,8 \text{ см}^3$.

скорость ядер отдачи позволила полностью разделить смещенный и несмещенный пики для переходов $4^+ \rightarrow 2^+$ и $10^+ \rightarrow 8^+$. Специальная обработка потребовалась для перехода $6^+ \rightarrow 4^+$, несмещенный пик которого не разрешался от пика аннигиляционного излучения и $8^+ \rightarrow 6^+$, для которого смещенный пик совпадал с фоновым излучением реак-

ции (n, n') на Ge /рис. 3/. С целью выяснения вопроса об интерференции γ -лучей изучаемых переходов и фоновых линий были проведены специально измерения спектров при нулевом и "бесконечно большом" расстояниях. Кроме приведенных выше случаев для переходов с уровней 6^+ и 8^+ , не было обнаружено других фоновых γ -лучей в интересующих нас участках спектров. Для переходов 6^+ и 8^+ отно-

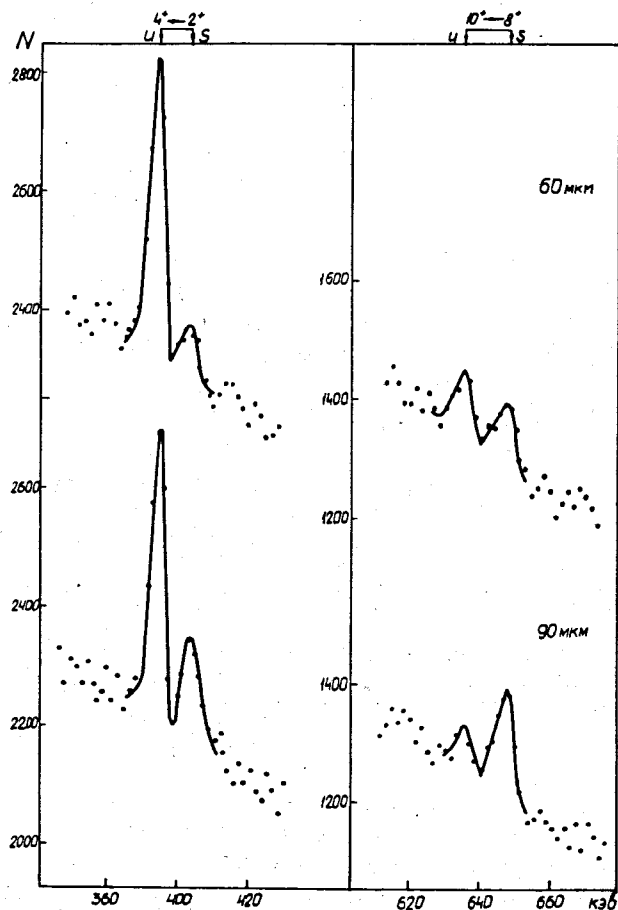


Рис. 2. Гамма-спектры переходов $4^+ \rightarrow 2^+$ и $10^+ \rightarrow 8^+$, измеренные детектором объемом 30 см^3 .

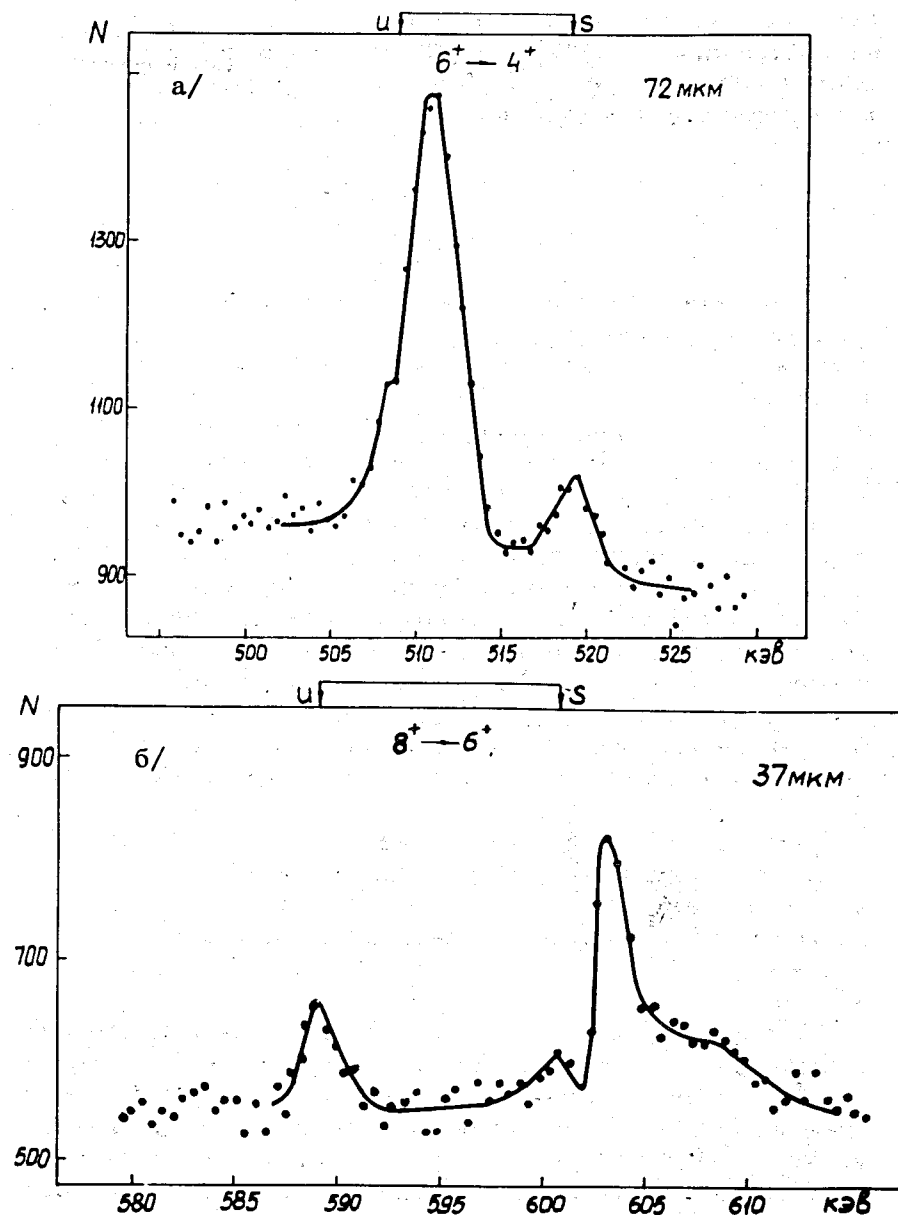


Рис. 3. а/ Участок спектра гамма-лучей, на котором виден смещенный пик перехода $6^+ \rightarrow 4^+$. б/ Участок спектра гамма-лучей, на котором виден несмещенный пик перехода $8^+ \rightarrow 6^+$.

шения $I_u / (I_u + I_s)$ были получены из измеренных интенсивностей смещенного ($6^+ \rightarrow 4^+$) и несмещенного ($8^+ \rightarrow 6^+$) пиков и данных о полных интенсивностях.

РЕЗУЛЬТАТЫ

Извлечение средних времен жизни уровней из экспериментальных значений $I_u / (I_u + I_s)$, после учета ряда поправок ^{/2,3/} проводилось при помощи обратной задачи перераспределения γ -лучей каскадных переходов ^{/6/} с использованием регуляризованных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона ^{/7/}. На рис. 4 показаны экспериментальные точки и расчетные кривые распада уровней, соответствующие найденным временам жизни. В таблице приведены средние времена жизни τ уровней 160Уб , вместе с данными об энергиях переходов, полных коэффициентах конверсии α_T и приведенных вероятностях переходов $B(E2)$. Основным источником ошибок средних времен жизни τ является статистическая погрешность в определении отношений $I_u / (I_u + I_s)$ из интенсивностей пиков. В отдельных случаях учитывалась также неопределенность, вытекающая из необходимости нормировки спектров.

Экспериментальные значения $I_u / (I_u + I_s)$ вместе с погрешностями вводились, как численный материал, в программу обработки данных ^{/6/} в виде "матрицы взвешивания" ^{/8/}. Приведенные в таблице ошибки к значениям τ получены путем статистической оценки решения.

Время заселения полосы τ_0 определялось относительно первого наблюдаемого нами уровня 10^+ . Для повышения статистической точности были просуммированы спектры при разных расстояниях и определено τ_0 из отношения $(I_u / (I_u + I_s))_{10^+}$ в суммарном спектре. Весовой множитель для каждого спектра определялся по интенсивности перехода $2^+ \rightarrow 0^+$.

На рис. 4 τ_0 соответствует времени, при котором интенсивность на кривой, обозначенной 10^+ , падает в 2 раза.

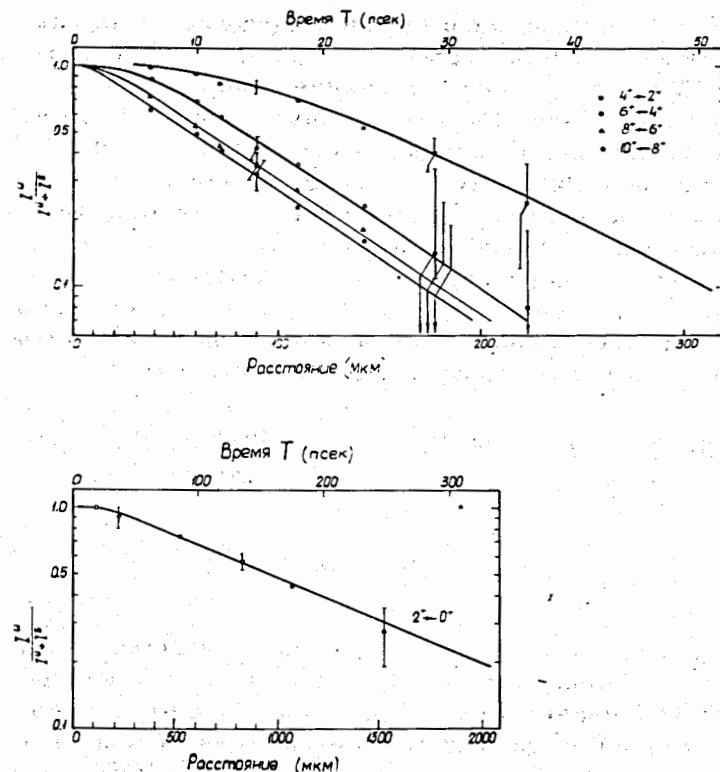


Рис. 4. Кривые распада для перехода $2^+ \rightarrow 0^+$ /внизу/ и для переходов $4^+ \rightarrow 2^+$, $6^+ \rightarrow 4^+$, $8^+ \rightarrow 6^+$ и $10^+ \rightarrow 8^+$ /наверху/, полученные на ЭВМ. Точки - экспериментальные результаты отношения $I_u / (I_u + I_s)$.

В ошибку значения τ_0 входят, кроме статистической неопределенности, неточность в определении "нулевого расстояния" и отклонения от плоскопараллельности стопера и мишени. Они не превышали в данном опыте 6 мкм, что в сочетании с большой скоростью ядер отдачи дает аппаратное $\Delta\tau_0 \sim 1$ псек. Следует отметить, что на точность определения времен жизни последовательных ротационных уровней относительно большая величина τ_0 и его погрешность существенного влияния не оказывают. Сравнение полученного значения $\tau_0 =$

$=/13 \pm 1,5/$ псек с нашими предыдущими данными для $^{162}\text{Yb} / \tau_0 = 12 \pm 3/$ псек и $^{164}\text{Yb} / \tau_0 = 7,5 \pm 2,5/$ псек показывает такую же тенденцию увеличения τ_0 при переходе к менее деформированным ядрам, какая наблюдалась ранее для нескольких изотопов Er и Hf ^{/9,10/}.

В таблице экспериментальные значения $B(E2)$ сравниваются с расчетными для жесткого ротатора. Несмотря на заметные ошибки значений $B(E2)$, можно видеть тенденцию к ускорению переходов с возрастающим спином уровня. Отклонения вероятностей переходов от предсказаний адиабатической теории могут быть выражены эмпирическим параметром α из соотношения:

$$B(E2; I \rightarrow I-2) = B_0(E2; 2 \rightarrow 0) \frac{\langle 1020 | I-20 \rangle^2}{\langle 2020 | 00 \rangle^2} \times \left\{ 1 + \frac{1}{2} \alpha [I(I+1) - (I-2)(I-1)] \right\}^2,$$

где $B_0(E2; 2 \rightarrow 0)$ - невозмущенное значение жесткого ротатора. Данная формула получена в модели центробежного растягивания ядра. Однако, независимо от справедливости этой модели, эту формулу можно использовать для описания экспериментальных значений $B(E2)$ и полученную величину α рассматривать как эмпирический параметр, характеризующий степень расхождения данных с предсказаниями модели жесткого ротатора.

Значение α , при котором наилучшим образом воспроизводятся экспериментальные данные о $B(E2)$ для ^{160}Yb , равно $/2 \pm 1/x 10^{-3}$. Для двух других ядер с $N=90$, ^{152}Sm и ^{154}Gd параметр α получен равным $/2.1 \pm 0,6/x 10^{-3}$ и $/2,6 \pm 1,0/x 10^{-3}$ соответственно из измерений времен жизни методом ядер отдачи ^{/11/}. Значительно меньше экспериментальные значения параметров α для хороших ротаторов ^{154}Sm и ^{156}Gd , которые равны $/0,6 \pm 0,6/.10^{-3}$ ^{/12/} и $/0,6 \pm 0,6/.10^{-3}$ ^{/11/}.

Расчетные значения параметров неадиабатичности α для ряда ядер редкоземельной области имеются в теоретических работах ^{/13,14/}. В ^{/13/} разработана микро-

Таблица
Времена жизни уровней вращательной полосы ^{160}Yb и приведенные вероятности переходов

Переход	E_γ (кэВ)	τ (10^{-12} сек)	α_T	$B(E2; I \rightarrow I-2)$ $e^2 \cdot 10^{-48} \text{ см}^4$	$B(E2)_{\text{прот}}$ $(0,462)^x /$
$2^+ \rightarrow 0^+$	243,0	182 ± 6	0,14	$0,462 \pm 0,023$	0,659
$4^+ \rightarrow 2^+$	395,3	$11,6 \pm 0,6$	0,033	$0,99 \pm 0,04$	0,726
$6^+ \rightarrow 4^+$	508,8	$2,73 \pm 0,3$	0,017	$0,86 \pm 0,11$	0,760
$8^+ \rightarrow 6^+$	588,7	$1,29 \pm 0,3$	0,012	$0,88 \pm 0,23$	

x/ Нормализовано к экспериментальному значению $B(E2; 2 \rightarrow 0)$.

скопическая теория для определения параметров деформируемости и спаривания вращающихся ядер. Параметр α вычислялся на основе межнуклонного взаимодействия, включающего деформированное среднее поле свободных квазичастиц и остаточное/квадруполь-квадрупольное + спаривательное/ взаимодействие. В работе^{/14/} используется метод обобщенной матрицы плотности для описания системы связанных ротационных полос. При расчетах параметров^{/14/} применялась модель "спаривание + квадрупольное взаимодействие" со средним полем типа деформированного потенциала Вудса-Саксона. Для ядер $^{152,154}\text{Sm}$, $^{154,156}\text{Gd}$ в обеих работах имеется хорошее согласие с экспериментом. В работе^{/14/} также были приведены теоретические значения для ^{158}Er и ^{160}Yb , равные $3,1 \times 10^{-3}$ и $1,4 \times 10^{-3}$ соответственно. Последняя цифра хорошо согласуется с нашим экспериментальным значением, несмотря на то, что расчет для столь удаленных от полосы стабильности ядер, по-видимому, несколько затруднен из-за отсутствия экспериментальных данных об энергиях первых возбужденных состояний коллективных β - и γ -полос, четно-нечетных разностей масс и др.

Авторы выражают благодарность академику Г.Н.Флерову за постоянный интерес к работе, Ю.Ц.Оганесяну, Е.Наджакову, Н.И.Пятову, Л.Александрову, И. и Д.Карраджовым - за полезные обсуждения, Н.Джарову - за изготовление камеры и коллективу эксплуатации циклотрона У-300 - за обеспечение четкой работы ускорителя.

Литература

1. A. Johnson, H. Ryde and J. Starkier. *Phys. Lett.*, 34B, 605 (1971); H. Buescher, W. F. Davison, R. M. Lieder and C. Mayer-Böricke. *Phys. Lett.*, 40B, 449 (1972).
P. Thieberger, A. W. Sunyar, P. C. Rogers, N. Lark, O. C. Kistner, E. der Mateosian, S. C. Cochavi, and E. A. Auerbach. *Phys. Rev. Lett.*, 28, 972 (1972).
2. K. W. Jones, A. Z. Schwarzschild, E. K. Warburton and D. B. Fossan. *Phys. Rev.*, 178, 1773 (1969).
3. Б. Бочев, С. А. Карамян, Т. Куцарова, Я. Ухрин, Е. Наджаков, Ц. Венкова, Р. Калпакчиева. *ЯФ*, 16, 633 /1972/.

4. B. Bochev, S. A. Karamian, T. Kutsarova, E. Nadjakov, Ts. Venkova and R. Kalpakchieva. *Physica Scripta*, 6, 243 (1972).
5. T. K. Alexander and A. Bell. *Nucl. Instr. & Meth.*, 81, 22 (1970).
6. Б. Бочев, Л. Александров, Т. Куцарова. Сообщение ОИЯИ, P5-7881, Дубна, 1974.
7. Л. Александров. Сообщение ОИЯИ P5-6821, Дубна, 1972.
8. Л. Александров. Сообщение ОИЯИ P5-7259, Дубна, 1973.
9. R. M. Diamond, F. S. Stephens, W. H. Kelly and D. Ward. *Phys. Rev. Lett.*, 22, 546 (1969).
10. J. O. Newton, F. S. Stephens, R. M. Diamond. *Nucl. Phys.*, A210, 19 (1973).
11. N. Rud, G. T. Ewan, A. Christy, D. Ward, R. L. Graham and J. S. Geiger. *Nucl. Phys.*, A191, 545 (1972);
D. Ward, R. L. Graham, J. S. Geiger, N. Rud and A. Christy. *Nucl. Phys.*, A196, 9 (1972).
12. R. M. Diamond, G. D. Symons, J. L. Quebert, K. H. Maier, J. R. Leigh and F. S. Stephens. *Nucl. Phys.*, A184, 481 (1972).
13. Д. Карраджов, И. Н. Михайлов, И. Пиперова. Препринт ОИЯИ P4-8013, Дубна, 1974.
14. В. Г. Зелевинский, М. И. Штокман. Программа и тезисы докладов XXIV Совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, 1974. Изд. Наука, Ленинград, 1974.

Рукопись поступила в издательский отдел
19 июня 1974 года.