

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



A-457

6/11.76

P3 - 10011

4857/2-76

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, С.Поспишил,
С.А.Тележников

НАЛИЧИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИН

В РЕАКЦИИ $^{173}\text{Yb}(n, \gamma)$ ^{174}Yb

1976

P3 - 10011

Л.Алдеа, Ф.Бечварж, Я.Гонзатко, С.Поспишил,
С.А.Тележников

НАЛИЧИЕ КОРРЕЛЯЦИИ ШИРИН

В РЕАКЦИИ $^{173}\text{Yb}(n, \gamma) ^{174}\text{Yb}$

Направлено в "Czechoslovak Journal
of Physics"

ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десяти лет значительные усилия были посвящены поиску статистической корреляции между приведенными нейтронными и парциальными радиационными ширинами нейтронных резонансов. В соответствии с моделью валентного нейтрона Линна /1/ обнаружение этой корреляции для p -волновых нейтронных резонансов ядер в области гигантского резонанса $3p$ ($A=90-100$) было успешно объяснено как следствие одночастичных нейтронных переходов типа $3p \rightarrow 3s$ и $3p \rightarrow 2d$ /см., например, /2, 3//.

Вопросы корреляций для ядер в области гигантского резонанса $4s$ ($A=138-180$) являются менее разработанными. Ядерная деформация, существующая в редкоземельной области, размывает максимум $4s$ силовой функции s -нейтронов и приводит к значительной фрагментации низколежащего состояния $3p$. Из-за этих эффектов вклад одночастичного перехода $4s \rightarrow 3p$ для ядер с $A > 150$ должен быть мал по сравнению с вкладом других механизмов. Согласно расчетам по валентной модели /4/, вклад перехода $4s \rightarrow 3p$ в парциальные радиационные ширины для ядер с $A > 150$ составляет в среднем около 1%, и при современном состоянии экспериментальной техники корреляция за счет этого вклада находится ниже порога наблюдения в данной области ядер. Хотя для сферических и переходных ядер с $A=138-150$ ожидается, что вклад перехода $4s \rightarrow 3p$ должен быть больше, статистический анализ экспериментальных данных из реакции (n, γ) для ядер-мишеней ^{141}Pr , ^{147}Sm и ^{149}Sm /работы /5-7//

дал результаты, полностью совместимые с предположением о нулевой корреляции. С другой стороны, статистически достоверная корреляция между приведенными нейтронными и радиационными ширинами была найдена для захвата нейтронов следующими деформированными ядрами: ^{169}Tm /8,9/, ^{163}Tm /10/, ^{159}Tm /11/ и ^{173}Yb /12/. Для объяснения этих удивительных случаев корреляции были развиты две различные теории. Первая /4/ предполагает существование входных состояний, которые являются общими для нейтронного и фотонного каналов, в то время как вторая теория /13/ основана на общем полумикроскопическом подходе к описанию высоковозбужденных состояний и учитывает взаимодействие между квазичастицами и фононами. Однако более поздние экспериментальные данные постепенно изменили первоначальные заключения, касающиеся корреляции. Новые измерения реакции $^{169}\text{Tm}(n,\gamma)^{170}\text{Tm}$ /14,15/ выполненные с увеличенным количеством резонансов, дали результат, согласующийся с тем, что ожидается для некоррелированных ширин.

Далее, как отмечалось в работе /12/, новые данные по измерению полного сечения заставляют сомневаться в существовании корреляции в реакции $^{163}\text{Tm}(n,\gamma)^{164}\text{Tm}$. Наконец, новые спиновые приписания /16/ для резонансов ^{159}Tm ясно показали, что заключения о корреляции в реакции $^{159}\text{Tm}(n,\gamma)^{160}\text{Tm}$ не оправданы. Как указывалось в /17,18/, возможно, что и утверждение о существовании корреляции в реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$ является преждевременным. Все эти аргументы явились причиной проведения настоящей работы по изучению реакции $^{173}\text{Yb}(n,\gamma)^{174}\text{Yb}$.

Количественной мерой вышеупомянутой корреляции обычно является усредненный коэффициент корреляции R , определяемый как

$$R = \rho_{\lambda n, \gamma f} \quad /1/$$

где

$$\rho_{\lambda n, \gamma f} = \frac{(\Gamma_{\lambda n}^{\circ} - \bar{\Gamma}_n^{\circ})(\Gamma_{\lambda \gamma f}^{\circ} - \bar{\Gamma}_{\gamma f}^{\circ})}{\Gamma_{\lambda n}^{\circ} (\Gamma_n^{\circ})^2 + \Gamma_{\lambda \gamma f}^{\circ} (\Gamma_{\gamma f}^{\circ})^2 + \lambda^2} \quad /2/$$

$\Gamma_{\lambda n}^{\circ}$ - приведенная нейтронная ширина резонанса λ , $\Gamma_{\lambda \gamma f}^{\circ}$ - парциальная радиационная ширина, соответствующая переходу из резонанса λ в конечное состояние f ; $\bar{\Gamma}_n^{\circ}$ и $\bar{\Gamma}_{\gamma f}^{\circ}$ - величины, усредненные по резонансам. Усреднение в выражениях /1/ и /2/ проводится по набору конечных состояний и по набору резонансов, соответственно.

Рассмотрим основные результаты работы /12/. Для набора четырех резонансов ^{173}Yb с $J^{\pi} = 2^{-}$ ниже 106 эВ и для набора девяти конечных состояний ^{174}Yb с $J^{\pi} = 1^{+}, 2^{+}$ или 3^{+} ниже 1960 кэВ было найдено экспериментальное значение коэффициента корреляции $R_{\lambda n, \gamma f} = 0,51$. Согласно расчетам по методу Монте-Карло /12/, эта величина устанавливает существование положительной корреляции с уровнем достоверности 99,8%.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Эксперимент, описываемый в данной работе, был выполнен в ОИЯИ на реакторе ИБР-30, который работал в качестве бустера с электронным ускорителем ЛУЭ-40. Мишень, которая состояла из 60 г окиси Yb_2O_3 , обогащенной до 88,5% по изотопу ^{173}Yb , находилась в нейтронном пучке на расстоянии 50 м от реактора. Разрешение по времени пролета 70 нс/м позволило получить гамма-спектры из девяти изолированных резонансов с $J^{\pi} = 2^{-}$, имеющих энергии 17,63; 31,39; 45,16; 68,91; 76,14; 105,75; 111,07; 124,32 и 145,33 эВ. Спины резонансов были определены общепринятым методом /см. напр., /19// из относительных интенсивностей вторичных переходов с энергиями 176,6; 272,9 и 287,9 кэВ. Из анализа гамма-спектров были получены относительные интенсивности первичных переходов, причем площадь линии 287,9 кэВ служила мерой захвата нейтронов. Использование такой нормировки оправдано, так как флюктуации заселенности низколежащих уровней, а следовательно, и интенсивностей мягких переходов незначительны по сравнению с флюктуациями первичных переходов /см. напр., /20//.

Для расчета коэффициента R в уравнении /2/ можно заменить ширины $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}$ соответствующими относительными интенсивностями первичных переходов. Коэффициент R был вычислен для шести различных статистических наборов интенсивностей, отличающихся числом включенных резонансов и конечных состояний /см. табл. 1/. Анализ проводился как для набора из девяти перечисленных выше резонансов с $J^{\pi} = 2^{-}$, доступных в нашем эксперименте, так и для сокращенного набора из четырех резонансов с энергиями 17,63; 31,39; 45,16 и 105,75 эВ, которые рассматривались в работе /12/. В качестве конечных состояний брались уровни с $J^{\pi} = 1^{+}, 2^{+}, 3^{+}$, лежащие ниже 2 МэВ, на которые могут идти E1-переходы. В последние два набора табл. 1 включены только переходы на 6 уровней с энергиями 1605,9; 1624,0; 1633,7; 1674,5; 1709,1 и 1733,7 кэВ, которые, согласно систематике /21/, являются нейтронными двухквартичными состояниями или членами вращательных полос, построенных над такими состояниями.

В наших расчетах R значения $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$ были взяты из /22/. Экспериментальные значения R , обозначенные $R_{\text{эсп.}}$, перечислены для отдельных наборов интенсивностей в колонке 4 табл. 1. На рис. 1 видна тенденция роста интенсивностей первичных переходов с увеличением $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$.

Для того чтобы определить, отличаются ли значения $R_{\text{эсп.}}$ в табл. 1 от того, что ожидается в рамках гипотезы некоррелированных шири $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, проводилась проверка по методу Монте-Карло, аналогично описанной в /8/. Это дало возможность оценить в рамках данной гипотезы вероятность $P(R < R_{\text{эсп.}})$ получения такого коэффициента R , который меньше $R_{\text{эсп.}}$. Значения R в каждом отдельном случае при разыгрывании событий по методу Монте-Карло рассчитывались, с использованием шири $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$, которые являлись случайными и независимыми выборками из распределения Портера-Томаса /23/, в то время как значения $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$ брались равными экспериментальным значениям /22/ для рассматриваемых резонансов. Более того, в каждой выборке учитывалось случайное влияние экспериментальных ошибок.

Таблица 1

Средние коэффициенты корреляции и соответствующие значения статистической достоверности

Набор интенсивностей, №	Число резонансов	Число конечных уровней	$R_{\text{эсп.}}$	$P(R < R_{\text{эсп.}})$
1	4	9 ^{а)}	+0,54 ^{б)} +0,513	99,8% ^{б)} 99,50%
2	9	9 ^{а)}	+0,347	99,53%
3	4	8 ^{в)}	+0,455	98,20%
4	9	8 ^{в)}	+0,404	99,92%
5	4	6 ^{г)}	+0,537	98,69%
6	9	6 ^{г)}	+0,505	99,99%

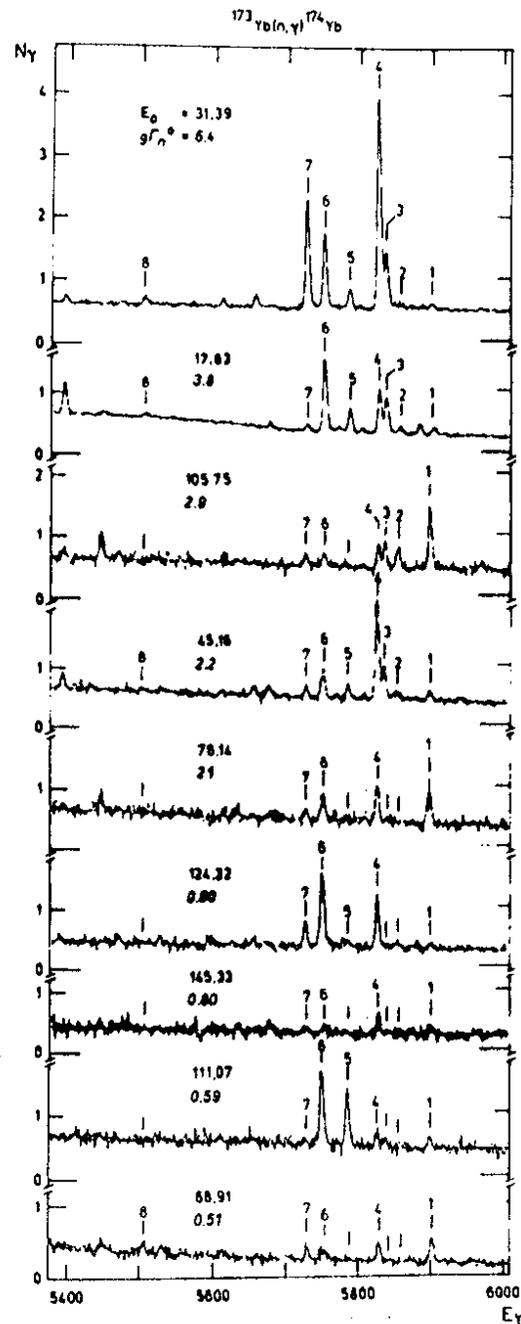
а) Включены переходы на уровни 76,5; 1560,6; 1605,9; 1624,0; 1633,7; 1674,5; 1709,1; 1733,7 и 1958,2 кэВ.

б) Результаты работы /12/.

в) Исключен переход на уровень 76,5 кэВ.

г) Включены переходы на уровни 1605,9; 1624,0; 1633,7; 1674,5; 1709,1 и 1733,7 кэВ, которые являются нейтронными двухквартичными состояниями или членами вращательных полос, построенных над этими состояниями.

Следует заметить, что вследствие ограниченной разрешающей способности по нейтронной энергии и ограниченной чувствительности большинства экспериментальных методик к слабым резонансам, значения $\Gamma_{\lambda_{\mu f}}^{\circ}$ для набора измеряемых резонансов образуют искаженный статистический набор. В частности, пять из девяти резонансов с $J^{\pi} = 2^{-}$, измеренных в настоящей работе, имеют приведенные нейтронные ширины, достигающие



или превосходящие относительно большое значение 2,1 мэВ. Такая концентрация силы резонансов возможна для случайного набора с вероятностью только 3,5%. Поэтому фиксирование приведенных нейтронных ширин, как принято в нашем методе проверки, кажется более аккуратным, чем обычная случайная выборка /см., напр., /8/ /этих ширин. Полученную таким образом вероятность $P(R < R_{\text{эксп}})$ можно считать уровнем статистической достоверности для отбрасывания гипотезы о некоррелированных ширинах. Значения $P(R < R_{\text{эксп}})$ приведены в табл. 1. Сравнение значения $R_{\text{эксп}}$ с соответствующим распределением коэффициентов R , полученных по методу Монте-Карло, для набора интенсивностей №6, показано на рис. 2.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Набор №1, результаты для которого приведены в табл. 1, включает те же интенсивности, которые анализировались ранее /12/. Значения $R_{\text{эксп}}$ и $P(R < R_{\text{эксп}})$ полученные нами для этого набора, хорошо согласуются с соответствующими значениями работы /12/. Однако, если интенсивности перехода на уровень 76,5 кэВ исключить из 1-го набора, значение $P(R < R_{\text{эксп}})$ заметно уменьшается до 98,2%. Это происходит из-за относительно высокого значения ρ_f , равного 0,98, для корреляции между рассматриваемым переходом и нейтронными ширинами в первом наборе. Переход на уровень 76,5 кэВ имеет две особенности: а/ его интенсивность, усредненная по резонансам, включенным в 1-й набор, в 4,5 раза меньше, чем можно ожидать, предполагая зависимость E_γ^5 для усредненных интенсивностей. Необходимо отметить, что включенные резонансы имеют наибольшие значения $1/\lambda_n$ из

Рис. 1. Спектры гамма-лучей из изолированных резонансов с $J^\pi = 2^-$. Цифрами 1-8 помечены переходы, которые включены в 4-й статистический набор в табл. 1. E_γ - в кэВ, E_0 - энергия нейтронов в эВ, g_n^0 - приведенная нейтронная ширина резонансов в мэВ, N_γ - относительные единицы с нормировкой на захватную площадь.

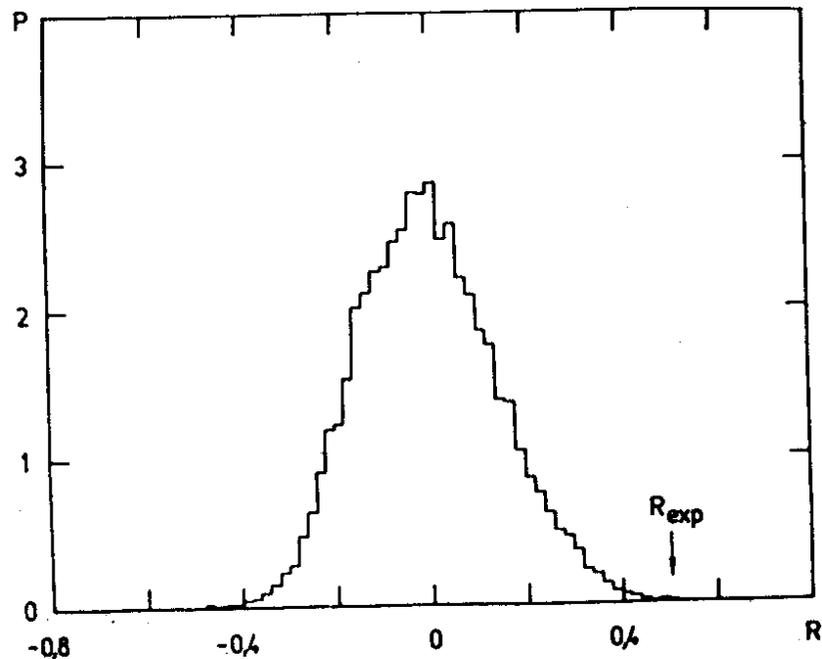


Рис. 2. Распределение вероятности искусственных коэффициентов R для 6-го статистического набора из табл. 1.

9 изучаемых резонансов; б/ набор интенсивностей этого перехода для всех 9 резонансов приводит к отрицательному значению $\rho_1 = -0,11$. Это убеждает нас в том, что значение 0,98 для ρ_1 не отражает действительной ненулевой корреляции, а возникает только из-за случайной природы рассматриваемых парциальных ширин. Поэтому заключение о корреляции ширин на основе данных из четырех резонансов надо принимать с осторожностью.

С другой стороны, значения $P(R < R_{\text{жсп}})$, полученные из наборов с увеличенным числом резонансов, являются высокими, особенно при выборе переходов на уровне, которые являются, согласно систематике^{/21/}, нейтронными двухквaziчастичными состояниями или членами вращательных полос, построенных над такими состояниями.

Чтобы сделать правильное заключение о существовании корреляции, необходимо рассмотреть величины $P(R < R_{\text{жсп}})$ совместно с соответствующими величинами для всех других ядер с $A > 150$, которые были изучены ранее.

До настоящего времени для двенадцати ядер в данной области масс проводился анализ корреляций. Это следующие ядра: $^{155,157}\text{Gd}/24/$, $^{159}\text{Tb}/11/$, $^{163}\text{Dy}/10/$, $^{169}\text{Tm}/8,9,14,15/$, $^{171}\text{Yb}/18/$, $^{173}\text{Yb}/12/$, $^{175}\text{Lu}/25/$, $^{177}\text{Hf}/24/$ и $^{182,184,186}\text{W}/26/$. Исключая ^{173}Yb и, возможно, ^{163}Dy , коэффициенты корреляции для всех перечисленных ядер имеют малые значения $P(R < R_{\text{жсп}})$. Поэтому может казаться, что высокие значения $P(R < R_{\text{жсп}})$ для ^{173}Yb в табл. 1 не отражают действительно существующую корреляцию, а являются чистой случайностью, так как они могут появиться как результат определенного числа попыток найти корреляцию в различных ядрах. В самом деле, если принять гипотезу некоррелированных ширин, то вероятность найти крайне высокое значение $P(R < R_{\text{жсп}})$ для одного из ядер растет с увеличением числа изученных ядер.

Однако надо обратить внимание на то, что не все ядра являются одинаково хорошими кандидатами для наблюдения корреляций. Отвлекаясь от конкретных моделей корреляции, можно в грубом приближении полагать, что в изучаемой области нейтронных резонансов наибольшие шансы наблюдать корреляцию будут для ядер с максимальным значением $1/\lambda_n^0 / \langle D_j \rangle$, где $\langle D_j \rangle$ обозначает среднее расстояние между резонансами данного спина. С этой точки зрения ^{173}Yb является одним из двух наиболее подходящих ядер среди перечисленных выше.

Вторым важным обстоятельством является выбор конечных уровней. В нашем анализе корреляций ширин брались в основном две совокупности конечных уровней - та, которая была выбрана авторами предыдущей работы^{/12/} и совокупность уровней, содержащих, согласно^{/21/}, компоненты нейтронных двухквaziчастичных состояний. С точки зрения одной из теорий^{/27/} именно вторая совокупность уровней является благоприятной для наблюдения

корреляций. В самом деле, уровни, включенные в наш анализ, имеют следующую структуру ^{/21/}: уровень 1633,7 кэВ с $J^\pi=2^+$ содержит большую компоненту $\pi 5/2^-[512]-1/2^-[510]$, а уровни 1605,9 с $J^\pi=3^+$ и 1624,0 кэВ с $J^\pi=1^+$ являются, по-видимому, соответственно состояниями типа $\pi 5/2^-[512]+1/2^-[521]$ и $\pi 5/2^-[512]-7/2^-[514]$. Уровни 1709,1 1674,5 и 1733,7 кэВ можно считать членами вращательных полос, построенных над этими состояниями. Так как основное состояние ядра-мишени ¹⁷³Yb является состоянием типа $\pi 5/2^-[512]$, видно, что для всех этих двухквартичных состояний характерно наличие конфигурации "мишень в основном состоянии + нейтрон". Это является основным предположением теории ^{/13/} для наблюдения одного из рассматриваемых в ней типов корреляций между ширинами $\Gamma_{\lambda\gamma}$ и $\Gamma_{\lambda n}$. Более того, для двух из перечисленных выше двухквартичных состояний одна из квартичных обладает квантовым числом $K^\pi=1/2^-$ и, таким образом, выполняется необходимое условие для наблюдения коррелированных E1-переходов из π -резонансов. Следует заметить, что среди деформированных ядер с $A > 150$ только небольшое число их обладает одночастичными орбитами с $K^\pi=1/2^-$, которые расположены в непосредственной близости к поверхности Ферми. Что касается переходов на состояние $\pi 5/2^-[512]-7/2^-[514]$ с энергией 1624,0 кэВ и на уровни его вращательной полосы, то их интенсивности могут быть также скоррелированы с $\Gamma_{\lambda n}$ в результате взаимного кориолисового смешивания этой полосы и полос, построенных над уровнями 1605,9 и 1633,7 кэВ.

На основании изложенных аргументов можно заключить, что ядро-мишень ¹⁷³Yb занимает особое положение среди 12 ядер, исследованных ранее с точки зрения нахождения корреляции.

Таким образом, можно утверждать, что в реакции ¹⁷³Yb(n, γ) ¹⁷⁴Yb с достоверностью $\approx 99,99\%$ существует корреляция между приведенными нейтронными и радиационными ширинами переходов на уровни нейтронных двухквартичных состояний и их ротационные полосы. Интересно отметить, что такой же эффект обнаружен авторами в реакции ¹⁶⁷Er(n, γ) ¹⁶⁸Er ^{/27/}, и его появление для обоих ядер хорошо объясняется в рамках модели ^{/13/}.

Авторы считают своим приятным долгом поблагодарить профессора В.Г.Соловьева и Л.А.Малова за ценные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. J.E.Lynn. Theory of Neutron Resonance Reactions. Clarendon, Oxford, p.333, 1968.
2. S.F.Mughabghab et al. Phys.Rev.Lett., 26, 1118 (1971).
3. R.E.Toohy and H.E.Jackson. Phys.Rev., C9, 346 (1974).
4. A.M.Lane. Ann. Phys., 63, 171 (1971).
5. F.Becvar et al. Conference on Nuclear Structure Study with Neutrons, Budapest, p. 230, 1972.
6. Л.Алдеа и др. Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике, часть 2, стр. 289, Обнинск, 1974.
7. F.Becvar, R.E.Chrien and O.A.Wasson. Nucl. Phys., A236, 198 (1974).
8. M.Beer et al. Phys.Rev.Lett., 20, 340 (1968).
9. L.M.Bolinger. Nuclear Structure Dubna Symposium, IAEA, Vienna, p. 317, 1968.
10. S.F.Mughabghab, R.E.Chrien and O.A.Wasson. Phys.Rev.Lett., 25, 1670 (1970).
11. A.P.Jain, B.Couvin and H.Lottin. Nucl. Phys., A223, 509 (1974).
12. S.F.Mughabghab. Nuclear Structure Study with Neutrons. Plenum, N.Y., p.167, 1974; O.A.Wasson, S.F.Mughabghab and R.E.Chrien. Bull. Am.Phys.Soc., 496 (1971).
13. V.G.Soloviev. Phys.Lett., 34B, 109 (1971). В.Г.Соловьев. ЭЧАЯ, 3, 770 (1972).

14. R.E.Chrien. Statistical Properties of Nuclei. Plenum, N.Y., p.233 (1972).
15. B.W.Thomas. Statistical Properties of Nuclei. Plenum, N.Y., p.251 (1972).
16. P.Ribon, R.E.Chrien and G.W.Cole. Bull. Am.Phys.Soc., 18, 1402 (1973).
17. O.A.Wasson. Private Communication.
18. A.M.Lane. Statistical Properties of Nuclei. Plenum, N.Y., p.271 (1972).
19. W.Ponitz. Z.Phys., 197, 262 (1966).
20. Л.Алдея и др. Сообщение ОИЯИ, РЗ-7885, Дубна, 1974.
21. M.M.Minor. Nucl. Data Sheets, 10,515 (1973).
22. H.I.Liou et al. Phys.Rev., 7C, 823 (1973).
23. C.E.Porter and R.G.Thomas. Phys.Rev., 104, 483 (1956).
24. Л.С.Данелян. Материалы II Всесоюзной конференции по нейтронной физике, часть 2, стр. 301, Обнинск, 1974.
25. O.A.Wasson and R.E.Chrien. Phys.Rev., 2C, 675 (1970).
26. J.Murray et al. Nuclear Capture Gamma-Ray Spectroscopy. IAEA, Vienna, p.579 (1969).
27. L.Aldea et al. Proceedings of International Conference on Selected Topics in Nuclear Structure, JINR D-9682, Dubna, 1976, vol.1, p.116.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 июля 1976 года.