

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



Д-421

311-75

P4 - 8286

395/2-75

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен

**E2 - ПЕРЕХОДЫ БЕЗ ИЗМЕНЕНИЯ ЧИСЛА ФОНОНОВ
В ^{108}Pd**

1974

**ЛАБОРАТОРИЯ
ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ**

P4 - 8286

Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен

E2 - ПЕРЕХОДЫ БЕЗ ИЗМЕНЕНИЯ ЧИСЛА ФОНОНОВ
В ^{108}Pd

Направлено в "Изв. АН СССР" (сер. физ.)

Объединенный институт
ядерных исследований
БИБЛИОТЕКА

Джолос Р.В., Дэнау Ф., Картавенко В.Г., Янссен Д. P4 - 8286

E2-переходы без изменения числа фононов в ^{108}Pd

Анализируются экспериментальные данные по вероятностям E2-переходов в ^{108}Pd . Показано, что по своим свойствам ^{108}Pd значительно сильнее отличается от сферических ядер, чем это предполагалось в моделях, учитывающих ангармонические эффекты как малые поправки.

Препринт Объединенного института ядерных исследований.
Дубна, 1974

Jolos R.V., Danay F., Kartavenko V.G.,
Janssen D. P4 - 8286

E2-Transitions Without Changing the Phonon
Number in ^{108}Pd

Experimental data on E2-transition probabilities in ^{108}Pd are analysed. It is shown that by its properties ^{108}Pd differs from the spherical nuclei much more significantly than it was assumed by the models taking into account the anharmonic effects as small corrections.

Preprint. Joint Institute for Nuclear Research.
Dubna, 1974

Первые экспериментальные данные о E2-переходах между уровнями "двухфононного" триплета получены в недавно выполненной работе ^{1/}, где найдена нижняя граница отношения

$$\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)} > 80$$

в ^{108}Pd . Этот результат характеризует сильный запрет для E2-переходов между уровнями "двухфононного" триплета 2_2^+ , 4_1^+ . Объяснить его и одновременно большую величину квадрупольного момента 2_1^+ состояния и малое значение $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$, оставаясь в рамках модели, учитывающей лишь смешивание компонент с небольшими числами фононов, представляется весьма затруднительным. Это видно из следующего рассмотрения.

1. Данные по неупругому рассеянию протонов на сферических ядрах и квадрупольным моментам 2_1^+ состояний $Q(2_1^+)$ можно объяснить ^{2/}, предположив, что 2_1^+ и 2_2^+ состояния являются смесью одно- и двухфононной компонент. Однако при этом предположении теоретические значения

$$\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$$

в несколько раз превосходят экспериментальные. Большими получаются и вероятности E2-переходов между уровнями триплета 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ .

2. Учет в гамильтониане обоих типов ангармонических членов третьего порядка:

$$\sum_{\mu} ([b_2^+ b_2^+]_{2\mu} b_{2\mu} + \text{h.c.})$$

и

$$\sum_{\mu} ([b_2^+ b_2^+]_{2\mu} (-1)^{\mu} - b_{2-\mu}^+ + \text{h.c.}),$$

позволяет объяснить^{/3/} малую величину $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ и большой квадрупольный момент 2_1^+ состоя-

ния. Но при этом отношение $\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$ получа-

ется в 2-3 раза большим, чем на эксперименте. Вероятности E2-переходов между членами триплета 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ предсказываются большими.

3. Одновременно описать корректным образом данные по $Q(2_1^+)$ и $\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$, не нарушая согласия

с экспериментом для других величин, удалось в^{/4 а, б /}, где было показано, что наряду с коллективной частью оператора квадрупольного момента $Q_{2\mu}$ нужно учитывать и его одночастичную часть /т.е. ту часть, которая не меняет числа квазичастиц/. Оба слагаемых $Q_{2\mu}$ дают когерентный вклад, если вычисляются матричные элементы между состояниями, разность энергий которых меньше энергии 2_1^+ состояния $E(2_1^+)$, что имеет место при вычислении $Q(2_1^+)$. Вклады этих слагаемых $Q_{2\mu}$ имеют разные знаки и компенсируют друг друга при вычислении матричных элементов между состояниями, разность энергий которых больше $E(2_1^+)$, как при расчете $B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)$. К сожалению, в^{/4 а, б /} не приведены результаты для

E2-переходов между уровнями триплета 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ .

Мы вычислили отношение $\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)}$ в модели, где

учтено смешивание одно-, двух- и трехфоонных состояний и приняты во внимание и одночастичная, и коллективная части $Q_{2\mu}$. Это отношение оказалось порядка 25-30, что заметно ниже экспериментального значения.

4. Если наряду с ангармоническими членами третьего порядка учесть и члены четвертого порядка^{/5/}, то можно достичь удовлетворительного согласия с экспери-

ментом для многих величин. Но отношение $\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)}$

получается порядка 10, что значительно меньше экспериментального значения.

5. Для ^{114}Cd есть расчет^{/6/} (выполненный в рамках модели, где наряду с коллективными возбуждениями учтены состояния неколлективной природы), в котором удалось согласовать с экспериментальными величинами

$Q(2_1^+)$ и $\frac{B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+)}{B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)}$ и получить для отношения $\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)}$ значение 85, что соответствует большой

величине фактора запрета для перехода между уровнями 4_1^+ и 2_2^+ . Однако специфика этой модели такова, что в ее рамках можно рассматривать лишь ядра, в которых протоны или нейтроны имеют сверх заполненной оболочки только две частицы или две дырки. Интересующее нас ядро ^{108}Pd нельзя рассматривать с помощью такой модели.

6. Для полноты рассмотрения отметим, что в феноменологической модели Давыдова-Чабана^{/7/} при значениях параметров μ и γ , типичных для сферических

ядер ($\mu = 0,6$; $\gamma = 20^\circ - 25^\circ$), отношение $\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)}$ прини-

мает значения ≈ 30 , что заметно меньше, чем найдено для ^{108}Pd .

Остается предположить, что учет смешивания только одно-, двух- и трехфоонных состояний недостаточен при рассмотрении ^{108}Pd . Метод, в котором нет такого ограничения, развит в^{/8 а, б, в /}. Используя этот метод, мы рассчитали энергии, вероятности E2-переходов, относящиеся к 2_1^+ состоянию и уровням триплета 0_2^+ , 2_2^+ , 4_1^+ , а также квадрупольный момент 2_1^+ состояния. Расчеты показали, что

а/ ядро ^{108}Pd нельзя рассматривать в рамках мо-

дели, учитывающей только смешивание одно-, двух- и трехфононных состояний, так как существенны примеси состояний с большим числом фононов;

б/ потенциальная энергия квадрупольных колебаний, которую можно выделить из полного коллективного гамильтониана /как это показано в ^{8a}/, имеет при $\beta=0$ не минимум, а максимум. Поэтому ¹⁰⁸Pd в принципе нельзя рассматривать в рамках RPA. Минимум потенциальной энергии находится при $\beta \neq 0$. Глубина его значительно меньше энергии нулевых колебаний, и поэтому свойства ¹⁰⁸Pd резко отличаются от свойств деформированных ядер.

Результаты расчета приведены в таблице. Все рассчитанные величины находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными ⁹/. Отметим, что учет вклада одночастичной части $Q_{2\mu}$ оказался важным для расчета квадрупольного момента 2_1^+ состояния.

Таблица

Энергии коллективных состояний, вероятности E2-переходов и квадрупольный момент 2_1^+ состояния в ¹⁰⁸Pd

	Теор.	Эксп.
$E(2_2^+)/E(2_1^+)$	2,18	2,15
$E(0_2^+)/E(2_1^+)$	2,41	2,43
$E(4_1^+)/E(2_1^+)$	2,22	2,415
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	1,52	1,8 \pm 0,2;
		1,3 \pm 0,3
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	1,09	1,6 \pm 0,4
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	0,68	0,9 \pm 0,2
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	0,008	0,022
$B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)$	121	>80
$B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0_1^+) / B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$	6.10 ⁻⁴	<6.10 ⁻³
$\langle 2_1^+ Q_2 2_1^+ \rangle / \langle 2_1^+ Q_2 0_1^+ \rangle$	-0,68	-0,9 \pm 0,1;
		-0,55 \pm 0,08
$B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+) / B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)$	1	

Величина $\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)}$ также оказалась чувстви-

тельной к вкладу этой части $Q_{2\mu}$. Небольшим изменением параметров, без заметного ухудшения согласия с экспериментом для остальных величин, можно увеличить

$$\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)} \text{ от } 10^2 \text{ до } 10^3.$$

Неизвестным экспериментально осталось отношение $\frac{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 0_2^+ \rightarrow 2_2^+)}$.

В расчетах оно получилось значительно меньше, чем

$$\frac{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)}{B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_2^+)}$$

что говорит о слабом запрете для перехода $0_2^+ \rightarrow 2_2^+$. Для проверки теории весьма важно получить об этом отношении экспериментальную информацию.

Литература

1. P.H.Stelson, S.Raman, J.A.McNabb et al. Phys.Rev., 8, 368 (1973).
2. T.Tamura and T.Udagawa. Phys.Rev.Lett., 15, 765 (1965).
E.B.Balbutsev, R.V.Jolos. Preprint JINR, E4-3286, Dubna, 1967.
3. L.Sips and V.Lopac. Phys.Lett., 32B, 649 (1970).
4. V.L.Birbrair. Phys.Lett., 32B, 165 (1970);
Г.Алага. Структура ядра. ОИЯИ, Д-6465, Дубна, 1972.
5. Б.Е.Степанов. ЯФ, 18, 999 /1973/.
6. G.Alaga, F.Krmpotic and V.Lopac. Phys.Lett., 24B, 537 (1967).
7. А.С.Давыдов. Возбужденные состояния атомных ядер. Атомиздат, 1967.
8. а/ Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, Р4-7144, Дубна, 1973.
б/ Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, Р4-7223, Дубна, 1973.
в/ Р.В.Джолос, Ф.Дэнау, В.Г.Картавенко, Д.Янссен. Препринт ОИЯИ, Р4-7537, Дубна, 1973.
9. R.L.Robinson, F.K.McGowen, P.H.Stelson et al. Nucl.Phys., A124, 553 (1969).

Рукопись поступила в издательский отдел
20 сентября 1974 года.