

86-102



ОБЪЕДИНЕННЫЙ  
ИНСТИТУТ  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

P4-86-102

Р.М.Николаева

ДВУХФОНОННЫЕ СОСТОЯНИЯ В ЯДРЕ  $^{208}\text{Pb}$

Направлено на 36 Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, Харьков, апрель 1986.

1986

В настоящее время известно большое число двухфононных состояний /I/ сферических ядер. В магических ядрах первым возбужденным состоянием является  $3_1^-$  и интерпретируется как однофононное вибраторное состояние. Поэтому не исключено существование квадруплета из двухфононных  $\{3_1^-, 3_2^-, 3_3^-, 3_4^-\}$  октупольных вибраций со спином и четностью  $0^+, 2^+, 4^+$  и  $6^+$  в области удвоенной энергии состояния  $3_1^-$ , т.е. в районе  $2E_3; \sim 5,23$  МэВ.

Ядра в области свинца хорошо изучены экспериментально /2-4, 12/ и теоретически /5, 6, 10, 11/. В /3/ исследуется реакция  $^{207}\text{Pb}(n, \gamma)^{208}\text{Pb}$  и делается анализ наблюдаемых возбужденных состояний. Вскazано утверждение, что состояние  $2_2^+$ ; 4935 кэВ имеет двухфононный характер. В реакциях  $^{206}\text{Pb}(t, p)^{208}\text{Pb}$  и  $^{210}\text{Pb}(p, t)^{208}\text{Pb}$  /4/ сильно возбуждаются уровни 5550 и 5801;  $2^+$ , о которых предполагается, что они имеют парновибрационную структуру  $(0_+ 2_- - 2_- 0^+)_1$ . Возбуждается также уровень 4080;  $2^+$ , который считается авторами двухквaziчастичным. В /11/ на основе самосогласованной модели приведены расчеты всех дискретных состояний частично-дырочного типа с натуральной четностью и моментами  $2 \leq L \leq 12$ . В работе /10/ одночастичный спектр строился так, чтобы хорошо описывались спектры возбужденных и соседних нечетных ядер  $^{207}\text{Pb}$  и  $^{209}\text{Pb}$ .

Цель настоящей работы - в рамках квазичастично-фононной модели ядра (КФМЯ) описать спектр возбуждения, структуру уровней и вероятности электромагнитных переходов ядра  $^{208}\text{Pb}$  ниже 6 МэВ. Сделаны выводы о существовании двухфононных состояний в области квадруплета  $\{0^+, 2^+, 4^+, 6^+\}$ .

#### Уравнения модели

В гамильтониан квазичастично-фононной модели ядра входят члены, описывающие среднее поле ядра в виде потенциала Вудса-Саксона, мультиполь-мультипольные, спин-мультиполь - спин-мультипольные взаимодействия изоскалярного и изовекторного типов, зарядово-обменные взаимодействия /8/. В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением взаимодействий в канале "частица - дырка" и монополярным спариванием. Каналом "частица-частица" пренебрегаем. В качестве базиса мы берем однофононные состояния,  $Q_{\lambda\mu}^+$ , рассчитанные в приближении хаотических фаз.

Волновая функция четно-четного сферического ядра включает однофононную и двухфононную компоненты:

$$\Psi_{\nu}(IM) = \left\{ \sum_{\lambda\mu} R_{\lambda\mu}(I\nu) Q_{\lambda\mu}^+ + \sum_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2} P_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2}^{\lambda\mu}(I\nu) \sum_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2} \langle \lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2 | IM \rangle Q_{\lambda_1\mu_1}^+ Q_{\lambda_2\mu_2}^+ \right\} \Psi_0 \quad (I)$$

где  $\Psi_0$  - волновая функция основного состояния, определяемая отношением  $Q_{\lambda\mu}^+ \Psi_0 = 0$ . Для учета принципа Паули используем приведенные в /7/ точные коммутационные соотношения для операторов фононов.

Условие нормировки волновой функции (I) имеет вид:

$$\sum_i (R_i(I\nu))^2 + 2 \sum_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2} (P_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2}^{\lambda\mu}(I\nu))^2 \left\{ 1 + \frac{1}{1 + \delta_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2}} \mathcal{K}^I(\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2) \right\} = 1. \quad (2)$$

Вариационная процедура приводит к секулярному уравнению для нахождения энергии  $\mathcal{E}_{\nu}$  возбужденных состояний:

$$\det \left\| (\omega_{\lambda\mu} - \mathcal{E}_{\nu}) \delta_{\lambda\mu} - \frac{1}{2} \sum_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2} \frac{U_{\lambda_1\mu_1}^{\lambda\mu}(I\nu) U_{\lambda_2\mu_2}^{\lambda\mu}(I\nu)}{\omega_{\lambda_1\mu_1} + \omega_{\lambda_2\mu_2} + \Delta\omega(\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2) - \mathcal{E}_{\nu}} \left\{ 1 + \frac{1}{1 + \delta_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2}} \mathcal{K}^I(\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2) \right\} \right\} = 0. \quad (3)$$

Здесь  $\omega_{\lambda\mu}$  - энергии однофононных состояний. Функции  $U_{\lambda\mu}^{\lambda\mu}(I\nu)$  приведены в /7, 8/. Множитель  $\left\{ 1 + \frac{1}{1 + \delta_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2}} \mathcal{K}^I(\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2) \right\}$  обусловлен точным учетом принципа Паули в двухфононной части волновой функции (I). В случае максимального нарушения принципа Паули при  $\lambda_1\mu_1 = \lambda_2\mu_2$   $\mathcal{K}^I = -2$ , и соответствующее слагаемое исключается из суммы. Сдвиг двухфононных полюсов  $\Delta\omega_{\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2}$  также связан с точным учетом коммутационных соотношений в волновой функции

$$\Delta\omega(\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2) = - \frac{1}{8} \sum_{\lambda_3\mu_3} \left\{ \frac{X_M^{\lambda_1\mu_1}(\tau) + X_M^{\lambda_2\mu_2}(\tau)}{\sqrt{y_{\lambda_1\mu_1}^{\lambda_3\mu_3} y_{\lambda_2\mu_2}^{\lambda_3\mu_3}}} \cdot \mathcal{K}^I(\lambda_1\mu_1, \lambda_2\mu_2 | \lambda_3\mu_3) + \frac{X_M^{\lambda_2\mu_2}(\tau) + X_M^{\lambda_1\mu_1}(\tau)}{\sqrt{y_{\lambda_2\mu_2}^{\lambda_3\mu_3} y_{\lambda_1\mu_1}^{\lambda_3\mu_3}}} \cdot \mathcal{K}^I(\lambda_2\mu_2, \lambda_1\mu_1 | \lambda_3\mu_3) \right\}. \quad (4)$$

Сдвиг равняется нулю при  $\mathcal{K}^I = 0$ , функции  $X_M^{\lambda\mu}(\tau)$ ,  $y_{\lambda\mu}^{\lambda\mu}$  приведены в /7, 8/.

Детали расчетов

В наших расчетах мы использовали одночастичный спектр из [10]. Значения  $\omega_{\lambda_i}$ ,  $V_{\lambda_i i}(I_i)$ ,  $\chi^I$ ,  $\Delta\omega_{\lambda_i \lambda_i}$  вычислялись по модифицированной программе GIKES [9]. Константы изоскалярного  $\chi_0$  и изовекторного мультипольного взаимодействия  $\chi_1$  подбирали так, чтобы получить близкие к эксперименту значения для первых возбужденных состояний.

В таблице приведены результаты расчетов для структуры, энергии и приведенных вероятностей возбужденных уровней ядра  $^{208}\text{Pb}$  со спином и четностью  $2^+$ ,  $3^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ . Для сравнения приведены экспериментальные данные [3, 13].

Результаты и выводы

Из таблицы в целом видно хорошее согласие теоретических результатов с экспериментальными данными. Сдвиг двухфононных полюсов  $\Delta\omega(\lambda_1, \lambda_2)$  и функции  $\chi^I(\lambda_1, \lambda_2 | \lambda_1, \lambda_2)$  для всех состояний малы, что говорит о слабом нарушении принципа Паули.

Рассмотрим состояния со спином и четностью  $2^+$ . Сила двухфононной конфигурации  $\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$  в основном распределяется между первыми тремя уровнями. Второе  $2_2^+$  - состояние содержит самый большой вклад двухфононной компоненты - 78%. Энергия этого состояния равна удвоенной энергии состояния  $3_1^-$ . Таким образом, наши результаты подтверждают предположение, высказанное в [3] о двухфононном характере  $2_2^+$  - состояния. Среди  $6^+$  - состояний тоже есть такие, где примесь двухфононной компоненты  $\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$  значительна. Это третье  $6_3^+$  - состояние, где двухфононная часть составляет 48,7% от нормировки. Второе, третье и четвертое  $6^+$ -состояния не наблюдаются в эксперименте. Как показывает теоретический анализ  $(\rho, t)$ -реакций [4] в рамках  $\text{DWBA}$  и реакций с тяжелыми ионами [14] в рамках метода  $\text{CCWKB}$ , сечения возбуждения этих состояний находятся ниже порога чувствительности экспериментов.

В наших расчетах еще один член квадруплета обнаруживает двухфононную примесь  $\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$  порядка 89%. Речь идет о состоянии  $4_2^+$ . Идентификация этого состояния с экспериментом представляется нам затруднительной, так как нет единого мнения об экспериментальном подтверждении существования этого уровня (см., например, [4, 13], [15]).

На основании приведенных расчетов можно сделать вывод о том, что в ядре  $^{208}\text{Pb}$  в районе двухфононного октупольного квадруплета

Таблица

Энергии, структура и приведенные вероятности

$\lambda_1$	$E_{\text{теор}}$	$E_{\text{эксп}}$	$B(E\lambda, \text{осн.с.} \rightarrow \lambda^{\pi}) e^2 \mu^2$	эксн.	$R_i$ %	конфигурация	$(P_{\lambda_i})^2$ %	$\Delta\omega_{\lambda_i \lambda_i}$ МэВ	$\chi^I$
$2_1^+$	4,43	4,08	$2,9 \cdot 10^3$	$2,96 \cdot 10^3$	97	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	3	0,027	-0,04
$2_2^+$	5,26	4,93	$1,44 \cdot 10^2$	-	19	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	78	0,027	-0,04
$2_3^+$	5,34	5,55	1,01	-	80	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	18	0,027	-0,04
$2_4^+$	5,98	5,63	$3,9 \cdot 10^2$	-	99	-	-	0,027	-0,04
$3_1^+$	2,59	2,61	$5,8 \cdot 10^5$	$6,9 \cdot 10^5$	99,7	-	-	0	-0,08
$3_2^+$	3,91	3,99	$3,8 \cdot 10^4$	-	99	-	-	0	-0,08
$4_1^+$	4,34	4,32	$2,48 \cdot 10^7$	$1,39 \cdot 10^7$	98,9	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	1,01	-0,001	-0,02
$4_2^+$	5,20	-	$4,9 \cdot 10^4$	-	7,13	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	89,8	-0,001	-0,02
$6_1^+$	4,85	4,42	$2,89 \cdot 10^{10}$	$2,1 \cdot 10^{10}$	90,1	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	7,2	0,2	-0,12
$6_2^+$	5,15	-	$0,3 \cdot 10^{10}$	-	71,7	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	17,18	0,2	-0,12
$6_3^+$	5,48	-	$0,46 \cdot 10^{10}$	-	24	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	48,7	0,2	-0,12
$6_4^+$	5,85	-	$0,32 \cdot 10^{10}$	-	80	$\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$	15,52	0,2	-0,12

( $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ) существуют состояния со значительной примесью двухфононной компоненты  $\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$ . Одно из них,  $2_2^+$  - состояние, наблюдается в эксперименте. А второе,  $6_3^+$  - состояние, может быть обнаружено, если чувствительность эксперимента повысить в 3 - 4 раза.

Автор выражает благодарность Ч. Стоянову, В.Г. Соловьеву, В.В.Воронову за полезные обсуждения, а также А.И.Вдовину и Н.И.Пятову за плодотворные дискуссии.

#### Литература

1. Hadermann J., Raster A.C. Nucl. Phys., 1974, v. A231, p. 120.
2. Zeldes N., Dumitrescu T.S., Kühler H.S. Nucl. Phys., 1983, v. A399, p. II.
3. Mariscotti M.A.J., Bes D.R., Reich S.I. et al., Nucl. Phys., 1983, v. A407, p. 98.
4. Igo G. Barnes P.D., Flynn E.R., Ann. of Phys., 1971, v. 66, p. 60.
5. Soloviev V.G., Stoyanov Ch., Voronov V.V. Nucl. Phys., 1983, v. A399, p. 141.
6. Broglia R.A., Paar V., Bes D.R. Phys. Lett., 1971, v. 37B, p. 37B, p. 159, 257.
7. Воронов В.В., Соловьев В.Г. ТМФ, 1983, т. 57, с. 75.
8. Соловьев В.Г. Теория сложных ядер, М.: "Наука", 1971, Oxford, Pergamon Press 1976; ЭЧАЯ, 1978, т. 9, с. 580.
9. Пономарев В.Ю., Стоянов О., Стоянов Ч. Препринт ОИЯИ Р4-81-704, 1982.
10. Воронов В.В., Дао Тиен Кхоа. Изв. АН СССР; сер. физ. 1984, т. 48, с. 2008.
11. Пальчик В.В., Пятов Н.И., Фаянс С.А. ЯФ, 1981, т. 34, с. 203.
12. Scott A et al., Nucl. Phys., 1977, v. A285, p. 222.
13. Lewis M.B., Nucl. Data sheets, 1971, v. 135, p. 243.
14. Landowne S., Dasso C.H., Broglia R.A., Winther A., Phys. Lett., 1977, v. 70B, p. 292.
15. Wagner W.T. et al., Phys. Rev., 1975, C12, p. 757.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 февраля 1986 года.

Николаева Р.М.

P4-86-102

Двухфононные состояния в ядре  $^{208}\text{Pb}$

На основе расчетов в рамках квазичастично-фононной модели ядра сделан вывод о существовании состояний с большой двухфононной примесью  $\{3_1^- \otimes 3_1^-\}$  в области октупольного квадруплета ( $0^+$ ,  $2^+$ ,  $4^+$ ,  $6^+$ ). Одно из них -  $2_2^+$  наблюдается в эксперименте, а другое -  $6_3^+$  может быть обнаружено при увеличении чувствительности эксперимента в 3-4 раза.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1986

Перевод О.С.Виноградовой

Nikolaeva R.

P4-86-102

Two-Phonon States in  $^{208}\text{Pb}$

Some conclusions about the existence of two-phonon octupole states in  $^{208}\text{Pb}$  are made in the framework of QPPM. Such a state ( $2_2^+$  4935 keV) is established experimentally in  $^{207}\text{Pb}(n, \gamma)$  -reactions. The prediction of another double octupole phonon state  $6_3^+$  could be tested by increasing the sensitivity of measurements by a factor of three or four.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1986