СООБЩЕНИЯ
ОБЪЕДИНЕННОГО
ИНСТИТУТА
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
Дубна

P4-5744

С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов

ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ 1^+-ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

1971

P 4-5744

С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов

ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ 1^+-ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

§ 1. Введение

Известно, что эффекты спиновой поляризации, проявляющиеся в разрешенных β - распадах нечетных ядер [1,2], обусловлены зарядовообменной частью остаточного спин-спинового взаимодействия между нуклонами. Как показали наши исследования[2], эти силы генерируют коллективные 1^+ - состояния в нечётно-нечётных ядрах, а поляризационные эффекты в нечётных ядрах появляются в результате взаимодействия нечётной частицы с этими возбуждениями. Таким образом объяснялось наблюдаемое сильное замедление скорости разрешенных гамов-теллеровских β -распадов.

Представляет большой интерес исследовать структуру этих 1^+ -состояний в нечётно-нечётных ядрах, β -распадные свойства и области энергии, где было бы возможно их наблюдать.

Нами было проведено такое исследование в рамках метода случайных фаз, и предварительные результаты его были опубликованы[3].

Отметим, что рассмотрение подобных 1^+ -возбуждений в некоторых сферических ядрах было проведено в работе[4].

§2. Рассмотрение в рамках метода случайных фаз

Для описания 1^+-возбуждений в нечётно-нечётных ядрах используем модельный гамильтониан типа [2]

$$H = H_{s.p.} + H_{pair} + H_{\beta}, \tag{1}$$

где $H_{s.p.}$ описывает одночастичное движение в деформированном среднем поле, H_{pair} – спаривательное взаимодействие и H_{β} – остаточное зарядовообменное спин-спиновое взаимодействие. В представлении вторичного квантования H_{β} записывается в виде

$$H_{\beta} = 2\kappa_{\beta} \sum_{\mu} \beta_{\mu}^{(+)} \beta_{\mu}^{(-)}, \tag{2}$$

где

$$\beta_{\mu}^{(+)} = \sum_{n p,\rho,\rho'} \langle n\rho|\sigma_{\mu} + (-1)^{\mu}\sigma_{-\mu}|p\rho'\rangle a^{+}_{n\rho} a_{p\rho'} . \tag{3}$$

Здесь $a^{+}_{n\rho}(a_{p\rho})$ – операторы рождения (уничтожения) нейтрона(протона). В случае взаимодействия типа Гамова-Теллера $\mu = 1$ (для переходов с $\Delta I=1$).

В дальнейшем используются следующие свойства симметрии операторов β_{μ} и матричных элементов:

$$\beta_{\mu}^{(+)} = (\beta_{\mu}^{(-)})^{+},$$
$$\sigma^{(\mu)}_{np} = \langle n+|\sigma_{\mu} + (-1)^{\mu}\sigma_{-\mu}|p+\rangle = -\langle n-|\sigma_{\mu} + (-1)^{\mu}\sigma_{-\mu}|p-\rangle. \tag{4}$$

Переходя в представление квазичастиц с помощью канонического преобразования Боголюбова, запишем оператор β_{μ} в виде

$$\beta_{\mu}^{(+)} = \sum_{np} \sigma^{(\mu)}_{np} [u_n u_p D_{np} + v_n v_p D^{+}_{np} + \sqrt{2}(u_n v_p C^{+}_{np} - u_p v_n C_{np})], \tag{5}$$

где $u(v)$ – коэффициенты преобразования Боголюбова, а операторы D и C определены, как в работе [5]:

$$D_{np} = \sum_{\rho} \rho\, a^{+}_{n-\rho} a_{p-\rho},$$
$$C^{+}_{np} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho} a^{+}_{n-\rho} a^{+}_{p\rho}. \tag{6}$$

С помощью (5) и (2) гамильтониан можно представить как сумму из трех частей[x]:

$$H = H_{sqp} + H_{coll} + H_{int}. \tag{7}$$

Здесь приняты следующие обозначения:

$$H_{sqp} = \sum \epsilon_s (a^{+}_{s} a_{s} + a^{+}_{\bar{s}} a_{\bar{s}}) - \tag{8}$$

– гамильтониан невзаимодействующих квазичастиц, в котором ϵ_s обозначает энергию квазичастиц: $\epsilon_s = \sqrt{(E_s - \lambda)^2 + \Delta^2}$;

$$H_{coll} = 4\kappa_{\beta} \sum_{np,n'p'} (u_n v_p C^{+}_{np} - u_p v_n C_{np})\sigma_{np} \times (u_{n'} v_{p'} C_{n'p'} - u_{p'} v_{n'} C^{+}_{n'p'})\sigma_{n'p'} - \tag{9}$$

– гамильтониан коллективных возбуждений, где оператор C_{np} описывает нейтрон-протонные двухквазичастичные возбуждения с моментом 1^+,

---

[x] В (7) не учтены члены типа $\sigma_{np}\sigma_{n'p'}(u_n u_p D_{np} + v_n v_p D^{+}_{np})(u_{n'} u_{p'} D^{+}_{n'p'} + v_{n'} v_{p'} D_{n'p'})$, которые приводят к простому сдвигу всех одноквазичастичных уровней и несущественны для последующего рассмотрения.

H_{int} - гамильтониан взаимодействия квазичастиц с коллективными возбуждениями. Последнее взаимодействие не учитывается в чётных ядрах (в квазибозонном приближении). Поэтому в нашем модельном гамильтониане остаются только H_{sqp} и H_{coll}.

Коллективные состояния рассматриваются как однофононные возбуждения, образованные линейной комбинацией нейтрон-протонных квазичастичных пар. Волновая функция этого состояния ищется в виде

$$|\Psi_i> = Q_i^+|\Psi_0> = \sum_{np} \{ \psi^i_{np} C^+_{np} - \phi^i_{np} C_{np} \} |\Psi_0>, \tag{10}$$

где ψ^i_{np} и ϕ^i_{np} - двухквазичастичные амплитуды i-того возбуждения, а $|\Psi_0>$ - фононный вакуум, т.е. $Q_i|\Psi_0> = 0$.

Из условия нормировки волновой функции (10) получим:

$$\sum_{np} [\psi^{i^2}_{np} - \phi^{i^2}_{np}] = 1. \tag{11}$$

Амплитуды ψ^i_{np} и ϕ^i_{np} и энергии 1^+-возбуждений находятся с помощью вариационной процедуры:

$$\delta\{ <\Psi_0|Q_i H Q_i^+|\Psi_0> - \omega_i [\sum_{np} (\psi^{i^2}_{np} - \phi^{i^2}_{np}) - 1]\} = 0, \tag{12}$$

где ω_i - множитель Лагранжа. После некоторых вычислений получаем следующее секулярное уравнение для определения энергий возбуждения ω_i :

$$[1/\kappa_\beta + 4\sum_{np} (\frac{\sigma^2_{np}u^2_n v^2_p}{\epsilon_{np} - \omega_i} + \frac{\sigma^2_{np}u^2_p v^2_n}{\epsilon_{np} + \omega_i})] \times$$

$$\times [1/\kappa_\beta + 4\sum_{np} (\frac{\sigma^2_{np}u^2_p v^2_n}{\epsilon_{np} - \omega_i} + \frac{\sigma^2_{np}u^2_n v^2_p}{\epsilon_{np} + \omega_i})] -$$

$$- |4\sum_{np} \sigma^2_{np} u_n v_p u_p v_n (\frac{1}{\epsilon_{np} - \omega_i} + \frac{1}{\epsilon_{np} + \omega_i})|^2 = 0, \tag{13}$$

где $\epsilon_{np} = \epsilon_n + \epsilon_p$.

Как известно, отбрасывая множители, содержащие $\frac{1}{\epsilon_{np} + \omega_i}$, получим секулярное уравнение в методе Тамма-Данкова (соотвественно необходимо поставить $\phi^i_{np} = 0$).

Анализ этого уравнения показывает, что при положительном значении κ_β первое решение находится выше порога нейтрон-протонного возбуждения. Как и в случае сферических ядер /4/, возможно, что между некоторыми полюсами ϵ^i_{np} и ϵ^{i+1}_{np} не появляется решение ω_i, но зато между другими полюсами будет два различных решения.

Для амплитуд ψ^i_{np} и ϕ^i_{np} получены следующие выражения:

$$\psi^i_{np} = -\frac{2}{\sqrt{Y(\omega_i)}} \frac{\sigma_{np}(u_n v_p + u_p v_n L(\omega_i))}{\epsilon_{np} - \omega_i},$$

$$\phi^i_{np} = \frac{2}{\sqrt{Y(\omega_i)}} \frac{\sigma_{np}(u_p v_n + u_n v_p L(\omega_i))}{\epsilon_{np} + \omega_i}, \tag{14}$$

где

$$L(\omega_i) = -\frac{\frac{1}{\kappa_\beta} + 4\sum_{np}\left(\frac{\sigma_{np}^2 u_n^2 v_p^2}{\epsilon_{np} - \omega_i} + \frac{\sigma_{np}^2 u_p^2 v_n^2}{\epsilon_{np} + \omega_i}\right)}{4\sum_{np} u_n v_p u_p v_n \left(\frac{1}{\epsilon_{np} - \omega_i} + \frac{1}{\epsilon_{np} + \omega_i}\right)},$$

$$Y(\omega_i) = 4\sum_{np} \sigma_{np}^2 \left\{ \frac{(u_n v_p + u_p v_n L(\omega_i))^2}{(\epsilon_{np} - \omega_i)^2} - \frac{(u_p v_n + u_n v_p L(\omega_i))^2}{(\epsilon_{np} + \omega_i)^2} \right\}. \tag{15}$$

Характерной величиной гамов-теллеровских 1 -возбуждений являются вероятности $\beta^{(\pm)}$ -распада их на основные состояния соседних ядер, так как оператор $\beta^{(\pm)}$ -распада является оператором коллективного возбуждения (см. (2) и (3)). Поэтому можно ожидать, что взаимодействия (2) будут генерировать коллективные состояния, характеризующиеся большой скоростью $\beta^{(\pm)}$ -распада.

Для матричных элементов $\beta^{(\pm)}$ -перехода типа $0^+ \to 1^+$ получаем с помощью уравнений (5) и (10):

$$M_i^{(+)} = \langle \Psi_0 | [Q_i, \beta^{(+)}] | \Psi_0 \rangle = \frac{1}{\kappa_\beta \sqrt{2Y(\omega_i)}},$$

$$M_i^{(-)} = \langle \Psi_0 | [Q_i, \beta^{(-)}] | \Psi_0 \rangle = \frac{L(\omega_i)}{\kappa_\beta \sqrt{2Y(\omega_i)}}. \tag{16}$$

Хорошо известно, что исследование высоковозбужденных состояний удобно проводить в терминах силовых функций. По определению, силовыми функциям $\beta^{\pm}$ -распада называются выражения

$$S_{\beta^{(\pm)}} = \frac{1}{\Delta E} \sum_{(\Delta E, i)} |\langle \Psi_0 | \beta^{(\pm)} | \Psi_i \rangle|^2. \tag{17}$$

Матричные элементы $\beta^{(\pm)}$ -переходов определяются из (16), а усреднение проводится на некотором интервале энергии возбуждений ΔE .

§ 3. Результаты расчётов и обсуждения

Для исследования структурных и распадных свойств гамов-теллеровских 1^+ -возбуждений нами проведены расчёты для некоторых ядер редкоземельной области. При вычислениях использовалась константа $\kappa_\beta = 0{,}02\,\hbar\,\omega_0$, полученная из исследований разрешенных β -переходов между нечётными ядрами /2/. Численные расчёты проведены с использованием схемы одночастичных уровней модели Нильссона и параметров парных взаимодействий, приведенных в работе /6/. Число рассчитанных 1^+-состояний в интервале энергий возбуждения от 2 до 20 Мэв оказалось примерно 160. Так как при исследовании таких возбуждений представляет интерес установить область энергии, в которой могут появляться сильно коллективизированные состояния, имеющие большие значения вероятности β -распада, было исследовано поведение силовых функций (17) в зависимости от энергии возбуждения.

Расчёты показали, что основная сила $\beta^{(-)}$ -перехода сконцентрирована в энергетически запрещенной области вблизи аналогова резонанса (см. рисунок). В этой области формируется гамов-теллеровский резонанс, который вбирает в себя основную силу $\beta^{(-)}$-перехода ($\approx$ 95%). Распад этого состояния обусловлен в основном одноквазичастичными β -переходами между состояниями с одинаковыми асимптотическими квантовыми числами $[N n_z \Lambda]$. Наблюдаемые низкоэнергетические переходы обусловлены, таким образом, хвостом силовой функции. Полная сила $\beta^{(-)}$ -перехода (сумма квадратов матричных элементов) примерно в 40 раз больше, чем полная сила $\beta^{(+)}$ -перехода. Однако $\beta^{(+)}$ -переходы сосредоточены в области спектроскопических энергий (до энергии связи нуклона). При этом $\beta^{(+)}$ -распад в этой области доминирует над β^{-} -распадом.

На рисунке показаны, как пример, силовые функции разрешенных гамов-теллеровских переходов типа $0^{+} \to 1^{+}$ для ^{184}Ir, рассчитанные в приближении Тамма-Данкова. Усреднение проводилось в интервале ΔE= =1,5 Мэв. В таблице даны характеристики некоторых 1^{+} -состояний в этом ядре, имеющие относительно малые значения ft.

В заключение хотим отметить, что в последнее время проводятся интенсивные исследования свойств ядер, находящихся вдали от линии стабильности[7,8]. В таких ядрах можно наблюдать бета-переходы на высоковозбужденные состояния. Для некоторых сферических ядер аналогичные исследования уже проводятся. В экспериментах группы Хансена[9] доходят до изотопов Ir, которые находятся на верхней границе деформированных ядер. Поэтому в качестве примера приведены расчеты для ^{184}Ir. Можно надеяться, что подобные эксперименты в недалеком будущем будут сделаны и для деформированных ядер.

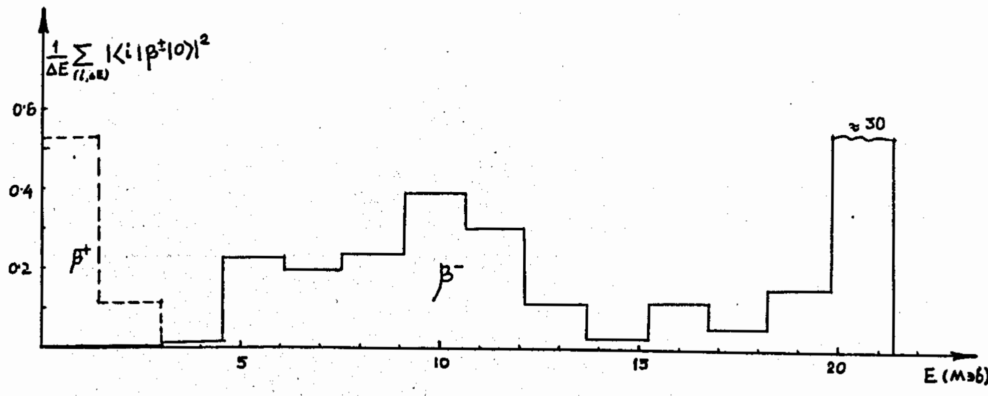
Приятный долг авторов - поблагодарить Н.И. Пятова, который предложил настоящую тему и оказывал нам постоянно помощь. Благодарим также профессора В.Г. Соловьева за полезные обсуждения.

Литература

1. Z. Bochnacki, S. Ogasa. Nucl. Phys., A102, 529 (1967).
2. С.И. Габраков, А.А. Кулиев. Сообщение ОИЯИ, Р4-5003, Дубна, 1970.
3. С.И. Габраков, А.А. Кулиев, Д.И. Саламов. Программа и тезисы докладов XXI ежегодного совещания по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, стр. 175. Ленинград, 1971.
4. J.A. Halbleib, R.A. Sorensen. Nucl. Phys., A98, 542 (1967).
5. А.А. Кулиев, Н.И. Пятов. ЯФ, 9, 313, 955 (1969).
6. К.М. Железнова и др. Препринт ОИЯИ, Д-2157, Дубна, 1965.
7. Nuclides Far off the Stability Line. Proceedings of the Lysekil Symposium, 1966. Arkiv f. Fysik, 36 (1967).

8. International Conference on the Properties of Nuclei Far from the Region of Beta-Stability. Leysin, 1970. Proceedings, CERN, 70-30, Geneva, 1970.
9. C.L. Dune, P.G. Hansen et al., Nucl. Phys., A151, 609 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел
9 апреля 1971 года.



Силовые функции $\beta^{\pm}$ -распада для ^{184}Ir (отсчет энергии ведется от нижайшего 1^{+} -состояния)

Характеристика ряда 1^+-состояний в ^{184}Ir

Энергия ω_i (Мэв)	log ft±	Структура состояний		амплитуда $\psi^i_{ss'}$
0.7	(+)3.88 (-)5.97	(pn) (np) (pn) (np)	5I4↑ - 5I4↓ 5I2↑ - 532↓ 5I4↑ - 503↑ 5I2↓ - 530↑	-0.962 0.I30 0.III -0.I07
I.2	(+)4,58 (-)7.97	(pn) (pn)	5I4↑ - 503↑ 5I4↑ - 5I4↓	-0.990 -0.II0
I.8	(+)4.42 (-)5.48	(pn)	505↑ - 505↓	-0.998
4.4	(+)5.76 (-)4.97	(pn) (np) (np) (pn) (np) (pn)	530↑ + 530↑ 530↑ + 530↑ 532↓ - 530↑ 532↓ - 530↑ 633↑ - 642↑ 523↑ - 523↓	-0.624 -0.624 -0.228 0.2I0 -0.I8I -0.I43
9.2	(+)6.92 (-)4.36	(pn) (np) (np) (np) (pn) (np) (np)	52I↑ - 530↑ 402↑ - 402↓ 532↑ - 532↓ 400↑ + 400↑ 400↑ + 400↑ 54I↑ - 54I↓ 505↑ - 505↓	-0.797 -0.425 0.202 -0.II8 -0.II8 0.II0 0.I06
2I.0	(+)5.39 (-)2.02	(np) (np) (np) (np) (np) (pn) (np)	505↑ - 505↓ 5I4↑ - 5I4↓ 523↑ - 523↓ 402↑ - 402↓ 400↑ + 400↑ 400↑ + 400↑ 532↑ - 532↓	-0.354 -0.35I -0.328 -0.269 -0.245 -0.245 -0.229