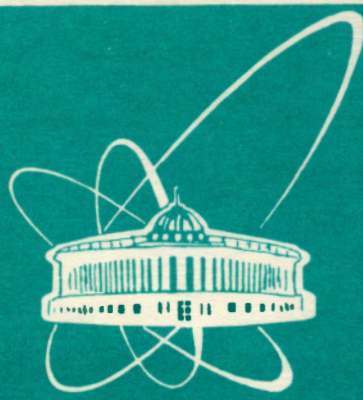


93-449



объединенный
институт
ядерных
исследований
дубна

P4-93-449

В.А.Кузьмин

ВЫСОКОЛЕЖАЩИЕ
ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ СОСТОЯНИЯ
В СФЕРИЧЕСКИХ ЯДРАХ

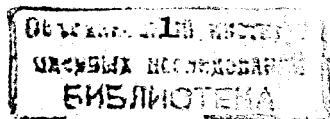
Направлено в журнал «Ядерная физика»

1993

1. Введение

Хотя острота вопроса о причине пропажи силы гамов-теллеровских (ГТ)-переходов, экспериментально обнаруженной в (p, n) -реакциях при промежуточных энергиях [1], значительно снизилась, экспериментальные исследования, направленные на детальное изучение распределения ГТ-силы по энергиям возбуждения, продолжают [2, 3]. Буквально сразу после экспериментального обнаружения эффекта подавления ГТ-силы были предложены два механизма, объясняющие перенос значительной части ГТ-силы в области энергии возбуждения, лежащие значительно выше гигантского ГТ-резонанса, где ее обнаружение чрезвычайно затруднено. Первый механизм — это влияние Δ -изобары [4]. Второй — это взаимодействие частично-дырочных возбуждений ГТ-типа с более сложными конфигурациями, в первую очередь, с $2p - 2h$ состояниями [5, 6]. В настоящее время трудно сказать, в какой мере каждый из механизмов отвечает за подавление ГТ-силы. Однако следует отметить общую черту, присущую практически всем без исключения расчетам гигантского ГТ-резонанса в приближении случайной фазы. Почти все они используют в качестве остаточного взаимодействия или простые $(\vec{\sigma}, \vec{\sigma})$ -силы [7], или ферми-жидкостное δ -взаимодействие [8]. Оба эти взаимодействия практически не связывают друг с другом нуклоны, находящиеся в состояниях с разным числом узлов в радиальных частях волновых функций.

Целью настоящей работы было исследование возможного влияния двухквазичастичных состояний, в которых квазичастицы занимают состояния с одинаковыми орбитальными моментами, но с разными радиальными волновыми функциями, на распределение силы ГТ-переходов в сферических атомных ядрах. Такие состояния можно сформировать, используя нелокальные остаточные взаимодействия. Сепарабельный вариант такого взаимодействия представляется произведением одночастичных операторов, радиальный формфактор которых сильно зависит от радиуса.



2. Формализм

Для замкнутости изложения напомним основные формулы и предположения (более подробное изложение см. в [6]). Гамильтониан модели выбирается в виде суммы слагаемых, учитывающих среднее поле (потенциалы Саксон-Вудса, параметры которых для протонов и для нейтронов не совпадают), сверхпроводящее монополярное спаривание и остаточное сепарабельное частично-дырочное взаимодействие:

$$H_{res.} = -2\kappa_1^{01} \sum_{\mu} Q_{1,\mu}^{\dagger} Q_{1,\mu},$$

$$Q_{1,\mu} = \sum_{j_p, m_p, j_n, m_n} \langle j_p, m_p | U(r) \sigma_{\mu} t^{(-)} | j_n, m_n \rangle a_{j_p, m_p}^{\dagger} a_{j_n, m_n},$$

здесь κ_1^{01} — эффективная константа остаточного взаимодействия, a_{j_p, m_p}^{\dagger} (a_{j_n, m_n}) — оператор рождения (уничтожения) протона (нейтрона). Основное состояние четно-четного ядра будем рассматривать как фононный вакуум, а возбужденные состояния нечетно-нечетного ядра — как однофононные. Оператор рождения $1^{(+)}$ -фонона определим соотношением

$$\Omega_{\mu, i}^{\dagger} = \sum_{j_p, j_n} \{ \psi_{j_p, j_n}^i [\alpha_{j_p} \alpha_{j_n}]_{1, \mu}^{\dagger} + (-1)^{\mu} \phi_{j_p, j_n}^i [\alpha_{j_p} \alpha_{j_n}]_{1, -\mu} \},$$

где $[\alpha_{j_p} \alpha_{j_n}]_{1, \mu}$ — тензорное произведение операторов уничтожения протонной и нейтронной квазичастиц. В приближении случайных фаз операторы рождения и уничтожения таких произведений считаются удовлетворяющими бозонным коммутационным соотношениям. Фононные амплитуды ψ_{j_p, j_n}^i и ϕ_{j_p, j_n}^i нормированы условием

$$\sum_{j_p, j_n} \{ \psi_{j_p, j_n}^i \cdot \psi_{j_p, j_n}^{i'} - \phi_{j_p, j_n}^i \cdot \phi_{j_p, j_n}^{i'} \} = \delta_{i, i'}$$

Амплитуда перехода из основного на однофононные $1^{(+)}$ -состояния под действием оператора $\sigma t^{(-)}$ равна

$$b(1^+, i) = \sum_{j_p, j_n} \langle j_p || \sigma t^{(-)} || j_n \rangle (u_{j_p} v_{j_n} \psi_{j_p, j_n}^i + v_{j_p} u_{j_n} \phi_{j_p, j_n}^i),$$

здесь u_j и v_j — коэффициенты преобразования Боголюбова. Уравнения для определения фононных амплитуд в случае сепарабельного частично-дырочного взаимодействия можно записать в виде:

$$\begin{aligned} R_{q, q'}^{(+)} g_{q'}^i - \omega_i w_q^i &= 0 \\ -\omega_i g_q^i + R_{q, q'}^{(-)} w_{q'}^i &= 0, \end{aligned}$$

при этом

$$\begin{aligned} g_q^i &= \psi_{j_p, j_n}^i + \phi_{j_p, j_n}^i, \quad w_q^i = \psi_{j_p, j_n}^i - \phi_{j_p, j_n}^i, \\ R_{q, q'}^{(\pm)} &= \epsilon_q \delta_{q, q'} - (2/3) \kappa_1^{01} h_q u_q^{\pm} h_{q'} u_{q'}^{\pm}, \\ \epsilon_q &= \epsilon_{j_p} + \epsilon_{j_n}, \quad u_q^{\pm} = u_{j_p} v_{j_n} \pm v_{j_p} u_{j_n}, \\ h_q &\equiv h(j_p, j_n) = \langle j_p || U(r) \sigma t^{(-)} || j_n \rangle, \end{aligned}$$

где ϵ_j — одноквазичастичная энергия и ω_i — энергия i -го однофононного состояния. В матричные элементы $R_{q, q'}^{(\pm)}$ входит произведение приведенных матричных элементов одночастичных операторов остаточных сил $h(j_p, j_n)$. В работе [6] радиальная зависимость выбиралась $U(r) = r^{\lambda}$, что для ГТ-переходов ($\lambda = 0$) совпадало с $(\vec{\sigma}, \vec{\sigma})$ -силами работы [7]. В настоящей работе мы используем сепарабельное поверхностное взаимодействие, равное производной по радиусу от центральной части оболочечного потенциала (см., например, [9]).

3. Обсуждение результатов расчетов

На рис. 1 и 2 показаны результаты вычислений распределения силы ГТ-переходов по энергии возбуждения для ядер ^{54}Fe и ^{208}Pb . Параметры одночастичных потенциалов и константы спаривательного взаимодействия взяты из работы [10]. И для протонов и для нейтронов учитывались все дискретные и квазистационарные одночастичные состояния. На рисунках представлены силовые функции гамма-теллеровских переходов

$$S(E) = \sum_{i: E_i < E} b(1^+, i)^2$$

для нескольких значений константы эффективных остаточных взаимодействий κ_1^{01} , которая менялась в широком диапазоне значений

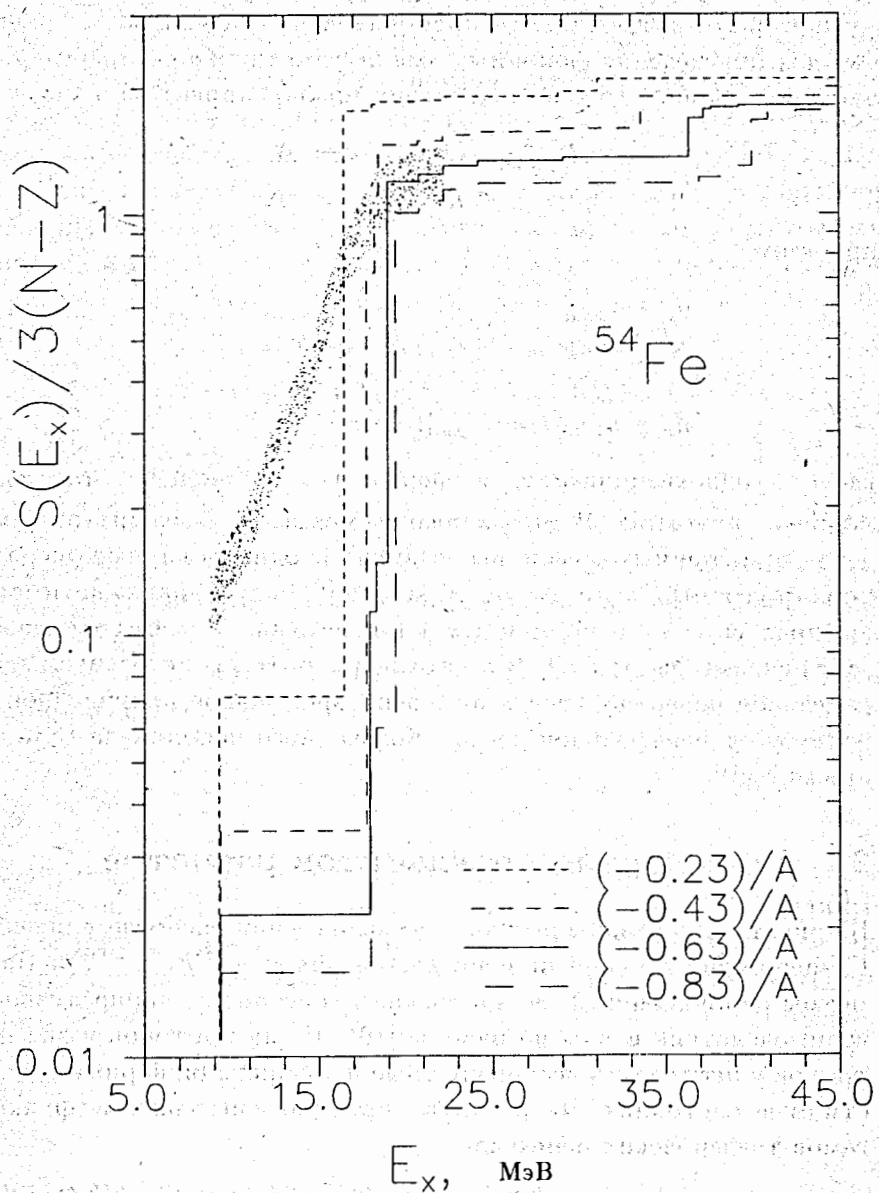


Рис. 1. Распределение силы ГТ $\sigma t^{(-)}$ -переходов по энергии возбуждения в ^{54}Fe . Сплошная и прерывистые линии – результаты расчетов; точки покрывают области значений, полученных при исследовании реакции $^{54}\text{Fe}(p, n) ^{54}\text{Co}$ [2]

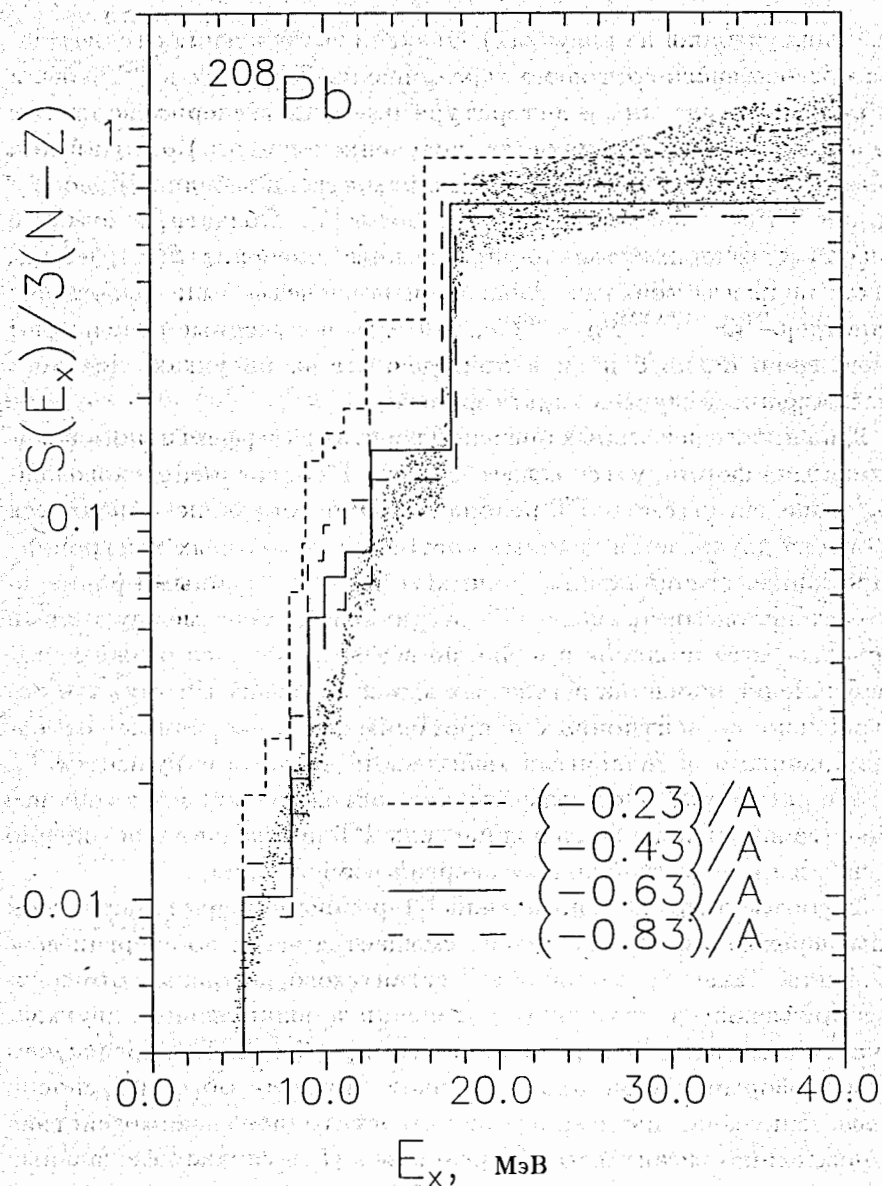


Рис. 2. Распределение силы ГТ $\sigma t^{(-)}$ -переходов по энергии возбуждения в ^{208}Pb . Сплошная и прерывистые линии – результаты расчетов; точки покрывают области значений, полученных при исследовании реакции $^{208}\text{Pb}(p, n) ^{208}\text{Bi}$ [3]

(значения указаны на рисунках). Энергии возбуждения отсчитываются от основного состояния ядра-мишени. Ядра ^{54}Fe и ^{208}Pb были выбраны, т.к. для них в литературе имеются экспериментальные данные о ГТ-силовых функциях, полученные из (p, n) -реакций при промежуточных энергиях: для ^{54}Fe они взяты из таблицы II работы [2], для ^{208}Pb — из таблиц I и II работы [3]. Области, в которые попадают экспериментально-определенные значения $S(E)$, на рисунках покрыты точками. Аналогичные расчеты были выполнены и для ядер ^{90}Zr , $^{120,124}\text{Sn}$ и ^{140}Ce , при этом полученные результаты качественно очень близки к приведенным на рисунках. Для всех рассмотренных случаев характерно, что

1) начиная с некоторых значений константы эффективного взаимодействия формируется коллективное ГТ-состояние, расположенное выше гигантского ГТ-резонанса. Это состояние образуется на основе двухквaziчастичных состояний, в которых нейтронная и протонная квазичастицы занимают уровни с разными радиальными квантовыми числами. ГТ-матричный элемент между такими уровнями хотя и близок к нулю, но все-таки отличен от него, т.к. несохранение изоспина в тяжелых ядрах приводит к тому, что ортогональность нейтронных и протонных одночастичных состояний с разными радиальными квантовыми числами нарушается;

2) с ростом $|\kappa_1^{01}|$ это коллективное состояние вбирает в себя все большую и большую часть полной силы ГТ-переходов и постепенно смещается в область больших энергий возбуждения;

3) соответственно гигантский ГТ-резонанс теряет часть своей силы переходов и незначительно смещается вверх по энергии возбуждения. Такая "устойчивость" гигантского резонанса объясняется появлением в секулярном уравнении дополнительных двухквaziчастичных полюсов, расположенных при больших энергиях, чем полюса, формирующие этот резонанс. Поэтому обычный способ определения константы эффективного остаточного взаимодействия по положению гигантского ГТ-резонанса [7] в случае нелокальных сепарабельных взаимодействий не работает;

4) при этом полная ГТ-сила для $\sigma t^{(-)}$ -переходов, просуммированная по всем состояниям, меняется незначительно и ограничена

снизу величиной, определенной по правилу сумм Икеды [11]:

$$\sum_{k,\mu} | \langle k | \sigma_{\mu} t^{(-)} | g.s. \rangle |^2 - \sum_{k',\mu'} | \langle k' | \sigma_{\mu'} t^{(+)} | g.s. \rangle |^2 = 3(N - Z).$$

4. Заключение

Из результатов, приведенных выше, следует, что с помощью достаточно сильного нелокального остаточного взаимодействия можно объяснить перенос силы ГТ-переходов из области гигантского резонанса в область более высоких энергий возбуждения, оставаясь в рамках гармонического приближения, т.е. на уровне приближения случайной фазы. Это открывает возможность еще одного способа описания эффекта подавления ГТ-силы.

Вопросы о возможности существования сильно нелокальных остаточных взаимодействий в реальных ядрах и о причинах этой нелокальности остаются за рамками данной работы и требуют дальнейшего изучения.

Автор очень признателен профессору В.Г. Соловьеву и сотрудникам ЛТФ ОИЯИ А.И. Вдовину, В.В. Воробьеву, С.Н. Ершову, В.Ю. Пономареву, А.В. Сушкову и сотруднику ИИЯФ МГУ Т.В. Тетеревой за полезные обсуждения и замечания.

Данная работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант номер 93-02-3744).

Литература

1. C.D. Goodman et al. - Phys. Rev. Lett., 1980, vol. 44, p. 1755.
2. M.C. Vetterli et al. - Phys. Rev., 1989, vol. C40, p. 559.
3. B.S. Flanders et al. - Phys. Rev., 1989, vol. C40, p. 1985.
4. A. Bohr, B. Mottelson. - Phys. Lett., 1981, vol. 100B, p. 10.
5. G.F. Bertsch, I. Hamamoto. - Phys. Rev., 1982, vol. C26, p. 1323.
6. V.A. Kuz'min. and V.G. Soloviev. - J. Phys. G.:Nucl. Phys., 1984, vol. 10, p. 1507.

7. C. Gaarde et al. – Nucl. Phys., 1981, vol. A369, p. 258.
8. Н.И. Пятов, С.А. Фаянс. – ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 953;
N. Auerbach, L. Zamick and A. Klein. – Phys. Lett., 1982,
vol. 118B, p. 256.
9. А.И. Вдовин, В.Г. Соловьев. – ЭЧАЯ, 1983, т. 14, с. 273.
10. V.Yu. Ponomarev et al. – Nucl. Phys., 1979, vol. A323, p. 446.
11. K. Ikeda, S. Fujii and J.I. Fujita. – Phys. Lett., 1963, vol. 3, p. 271.

Рукопись поступила в издательский отдел
30 декабря 1993 года.

Кузьмин В.А.

P4-93-449

Высоколежащие гамов-теллеровские состояния
в сферических ядрах

Вычислениями в приближении случайных фаз показано, что нелокальные сепарабельные остаточные взаимодействия приводят к формированию дополнительных коллективных гамов-теллеровских (ГТ) состояний, расположенных значительно выше гигантского ГТ-резонанса. Эти состояния могут вбирать в себя значительную часть силы $\sigma_l^{(-)}$ -переходов. Распределение силы переходов по энергии возбуждения в областях гигантского резонанса и ниже согласуется с известными экспериментальными данными.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 1993

Перевод автора

Kuz'min V.A.

P4-93-449

High-Lying Gamow-Teller States
in the Spherical Nuclei

It was shown by calculation in the Random Phase Approximation that non-local separable residual interaction can form the additional collective Gamow — Teller (GT) states placed considerably higher than the usual giant GT resonance. These states can absorb the considerable part of the strength of the $\sigma_l^{(-)}$ transitions. The distribution of the GT transition strength over excitation energy in the giant resonance region and in the low energy region corresponds to the known experimental data.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 1993