

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА



22/ix-75

P4 - 8972

И-20

3535/2-75

С.П.Иванова, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ β^+ -РАСПАДА
ИЗОТОПОВ $^{117-123}\text{Ba}$

1975

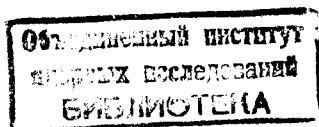
P4 - 8972

С.П.Иванова, А.А.Кулиев,* Д.И.Саламов*

СИЛОВЫЕ ФУНКЦИИ β^+ -РАСПАДА
ИЗОТОПОВ $^{117-123}\text{Ba}$

Направлено в ЯФ

* Институт физики АН Азерб.ССР



ВВЕДЕНИЕ

В последнее время проводятся интенсивные исследования свойств ядер, находящихся вдали от линии β -стабильности. При β -распаде этих ядер заселяются высоколежащие уровни соседних ядер, которые в свою очередь излучают запаздывающие протоны или нейтроны. Исследования формы протонного /нейтронного/ спектра позволяют получить сведения о силовой функции β -распада и о структуре заселяемых состояний¹.

Недавно были открыты новые излучатели запаздывающих² протонов и получена информация о силовых функциях $\beta^{(+)}$ -распада в изотопах $^{119,121}\text{Ba}$. Предполагается, что основной вклад в силовую функцию дают разрешенные гамов-теллеровские /Г-Т/ переходы, связанные с фрагментированными по спектру частично-дырочными возбуждениями ($1g_{7/2}^n, 1g_{9/2}^p$) для сферического ядра и $\{n[404], p[404]\}$ в случае деформированного нечетно-нечетного остова. Максимум силовой функции расположен в области энергий 5 МэВ в спектре возбуждений дочернего ядра.

Качественное теоретическое исследование силовой функции β -распада впервые провели Икеда и др.^{3,4} для объяснения замедления скорости разрешенных Г-Т β -переходов между низколежащими состояниями тяжелых ядер. В дальнейшем Ямада и др.^{5,6} развили статистическую теорию β -распада, в которой были получены некоторые общие закономерности поведения силовой функции, наблюдаемые в эксперименте. Микроскопическое описание силовой функции β -распада на основе оболочечной модели со спариванием и зарядовообменными

остаточными силами было проведено в работах /7-9/. Изучение силовой функции в деформированных /7,8/ и сферических /9/ ядрах показало, что теория дает возможность проследить не только энергетическую зависимость силовой функции, но и предсказать, какие переходы играют доминирующую роль в ее формировании.

В данной работе проведены расчеты энергий Г-Т возбуждений и $\beta^{(+)}$ -распада их в рамках вышеуказанной модели /7,8/ для нечетных изотопов $^{117-123}\text{Ba}$. В расчетах использовались схемы одночастичных уровней в сферическом и деформированном потенциалах Саксона-Вудса /15,16/.

ГАМИЛЬТониан ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Схематические остаточные взаимодействия, зависящие от спиновых и изоспиновых координат нуклонов, выберем в следующем виде /11,12/:

$$V_{\sigma\tau}(1,2) = \kappa_{\beta} \vec{\sigma}_1 \vec{\sigma}_2 \vec{\tau}_1 \vec{\tau}_2, \quad /1/$$

где $\vec{\sigma}$ и $\vec{\tau}$ - спиновые и изотопические матрицы, соответственно. Гамов-теллеровскими силами называется часть этого взаимодействия, содержащая τ_{\pm} -матрицы, превращающие нейтрон в протон и обратно. Эти силы сильно влияют на скорость Г-Т β -распадов /11-14/ и генерируют в нечетно-нечетных атомных ядрах коллективную ветвь высоколежащих возбуждений со спином и четностью 1^{+} . /8-10,13/ Отметим, что $\kappa_{\beta} \vec{\sigma} \vec{\sigma} \tau_z \tau_z$ компонента взаимодействия /1/ возмущает магнитные дипольные моменты и M1-переходы в ядрах.

Будем полагать, что все радиальные матричные элементы взаимодействия /1/ одинаковы и что они включены в константу взаимодействия κ_{β} , которая зависит от N и Z следующим образом:

$$\kappa_{\beta} = \frac{N-Z}{A} \kappa_0, \quad /2/$$

где κ_0 - параметр, определяемый из расчетов lgt для нечетных ядер.

Часть взаимодействия /1/, влияющую на бета-процессы, запишем в представлении вторичного квантования:

$$V_{\beta}^{\Gamma-T} = 2\kappa_{\beta} \sum_{\mu} T_{\mu}^{(+)} T_{\mu}^{(-)}, \quad /3/$$

где

$$T_{\mu}^{(+)} = \sum_{(jm)} \frac{\langle j_n || \vec{\sigma} || j_p \rangle}{\sqrt{2j_n+1}} \langle j_p m_p 1\mu | j_n m_n \rangle a_{j_n m_n}^{\dagger} a_{j_p m_p} \quad /4/$$

$a_{j_n m_n}^{\dagger}$ ($a_{j_p m_p}$) - операторы рождения /уничтожения/ нейтрона /протона/, $a_{j_n m_n}^{\dagger} \langle j_n || \vec{\sigma} || j_p \rangle a_{j_p m_p}$ - одночастичные приведенные матричные элементы оператора $\vec{\sigma}$.

В дальнейшем используем свойство операторов

$$T_{\mu}^{(+)} = T_{\mu}^{(-)\dagger}. \quad /5/$$

После перехода к представлению квазичастиц оператор $T_{\mu}^{(+)}$ принимает вид

$$T_{\mu}^{(+)} = T_{\mu}^q + T_{\mu}^B, \quad /6/$$

где введены следующие обозначения:

$$T_{\mu}^q = \sum_{np} \{ d_{pn} D_{np}^{+}(\mu) + (-1)^{\mu} \bar{d}_{pn} D_{pn}^{-}(-\mu) \} \quad /6a/$$

$$T_{\mu}^B = \sum_{np} \{ \bar{b}_{pn} C_{np}^{+}(\mu) + (-1)^{\mu} b_{pn} C_{pn}^{-}(-\mu) \} \quad /6b/$$

$$D_{np}^{+}(\mu) = \{ a_{j_n}^{\dagger} a_{j_p} \}_{\mu}^{1^{+}}, \quad C_{np}^{+}(\mu) = \{ a_{j_n}^{\dagger} a_{j_p} \}_{\mu}^{1^{+}} \quad /7/$$

$$d_{pn} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_p u_n \langle j_n || \vec{\sigma} || j_p \rangle, \quad \bar{d}_{pn} = \frac{1}{\sqrt{3}} v_p v_n \langle j_n || \vec{\sigma} || j_p \rangle$$

$$b_{pn} = \frac{1}{\sqrt{3}} u_p v_n \langle j_n \| \vec{\sigma} \| j_p \rangle, \quad \bar{b}_{pn} = \frac{1}{\sqrt{3}} v_n v_p \langle j_n \| \vec{\sigma} \| j_p \rangle.$$

Здесь $a^+(a)$ - операторы рождения /уничтожения/ квази-частиц, а u и v - коэффициенты преобразования Боголюбова.

С помощью формул /5/ и /6/ взаимодействие /3/ можно представить таким образом*:

$$V_{\beta}^{\Gamma-T} \approx V_{\beta}^{\text{coll}} + V_{\beta}^{\text{int}}, \quad /8/$$

где

$$V_{\beta}^{\text{coll}} = 2\kappa_{\beta} \sum_{\mu} T_{\mu}^B T_{\mu}^{B+} \quad /8a/$$

$$V_{\beta}^{\text{int}} = 2\kappa_{\beta} \sum_{\mu} T_{\mu}^Q T_{\mu}^{B+} + \text{с.с.} \quad /8б/$$

Здесь V_{β}^{coll} описывает коллективные возбуждения типа частица-дырка в нечетно-нечетных ядрах, а V_{β}^{int} соответствует взаимодействию квазичастиц с коллективными возбуждениями и играет существенную роль в нечетных ядрах.

Полный гамильтониан системы включает в себя также движение свободных квазичастиц

$$H_{\text{sqp}} = \sum_{(j_{\tau} m_{\tau})} E_{j_{\tau}} a_{j_{\tau} m_{\tau}}^+ a_{j_{\tau} m_{\tau}}, \quad \tau = n, p, \quad /9/$$

* В /8/ не учтены члены типа $T_{\mu}^Q T_{\mu}^{Q+}$, которые приводят к простому сдвигу всех одноквазичастичных уровней и несущественны для последующего рассмотрения.

где $E_{j_{\tau}} = \sqrt{(\epsilon_{j_{\tau}} - \lambda_{\tau})^2 + \Delta_{\tau}^2}$ - энергия квазичастиц, $\epsilon_{j_{\tau}}$ -

одночастичные энергии, λ_{τ} - химический потенциал, а Δ_{τ} - энергетическая щель, обусловленная парными взаимодействиями.

I^+ - ВОЗБУЖДЕНИЯ В НЕЧЕТНО-НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Предположим, что взаимодействие /3/ в нечетно-нечетном ядре генерирует коллективные состояния, принадлежащие ветви нетождественных частично-дырочных возбуждений со спином и четностью I^+ . В гармоническом приближении модельный гамильтониан, описывающий эти возбуждения, выберем в виде

$$H = H_{\text{sqp}} + V_{\beta}^{\text{coll}} \quad /10/$$

Коллективные I^+ -состояния рассматриваются как од-нофононные возбуждения, волновая функция которых ищется в виде

$$|\Psi_i^+\rangle = Q_i^+ |\Psi_0\rangle = \sum_{\mu} \{ r_{np}^i C_{np}^+(\mu) - s_{np}^i C_{np}(-\mu) \} |\Psi_0\rangle, \quad /11/$$

где r_{np}^i и s_{np}^i - двухквазичастичные амплитуды i -го возбуждения, а $|\Psi_0\rangle$ - фононный вакуум. Условие нормировки $|\Psi_i^+\rangle$ связывает r_{np}^i и s_{np}^i следующим образом:

$$\sum_{\mu} \{ r_{np}^i{}^2 - s_{np}^i{}^2 \} = 1. \quad /12/$$

Решив уравнения движения¹³

$$[H, Q_i^+] = \omega_i Q_i^+, \quad /13/$$

находим секулярное уравнение для определения энергий возбуждения ω_i :

$$\left\{ \sum_{np} \left(\frac{b_{pn}^2}{\omega_i - E_{pn}} - \frac{\bar{b}_{pn}^2}{\omega_i + E_{pn}} \right) - \frac{1}{2\kappa\beta} \right\} \left\{ \sum_{np} \left(\frac{\bar{b}_{pn}^2}{\omega_i - E_{pn}} - \frac{b_{pn}^2}{\omega_i + E_{pn}} \right) - \frac{1}{2\kappa\beta} \right\} - \left\{ \sum_{np} b_{pn} \bar{b}_{pn} \left(\frac{1}{\omega_i - E_{pn}} - \frac{1}{\omega_i + E_{pn}} \right) \right\}^2 = 0, \quad /14/$$

где $E_{pn} = E_p + E_n$ - двухквaziчастичная энергия нейтрон-протонной пары.

Как известно, при отбрасывании множителей, содержащих $\frac{1}{\omega_i + E_{pn}}$, получим секулярное уравнение в методе Тамма-Данкова.

Анализ уравнения /14/ показывает, что при положительном значении $\kappa\beta$ первое решение находится выше порога нейтрон-протонного двухквaziчастичного возбуждения, и возможна ситуация, когда между некоторыми полюсами E_{pn}^i и E_{pn}^{i+1} не появляется решение ω_i , но зато в таком случае между другими полюсами будет два различных решения.

Воспользовавшись условием нормировки /12/, легко можно получить выражения для двухквaziчастичных амплитуд r_{np}^i и s_{np}^i

$$r_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{y_i}} \frac{\bar{b}_{pn} + L_i b_{pn}}{\omega_i - E_{pn}} \quad /15/$$

$$s_{np}^i = \frac{1}{\sqrt{y_i}} \frac{b_{pn} + L_i \bar{b}_{pn}}{\omega_i + E_{pn}},$$

где L_i и y_i определены следующим образом:

$$L_i = \left\{ \frac{1}{2\kappa\beta} - \sum_{np} \left(\frac{\bar{b}_{pn}^2}{\omega_i - E_{pn}} - \frac{b_{pn}^2}{\omega_i + E_{pn}} \right) \right\} /$$

$$\left. \sum_{np} b_{pn} \bar{b}_{pn} \left(\frac{1}{\omega_i - E_{pn}} - \frac{1}{\omega_i + E_{pn}} \right) \right\} \quad /16/$$

$$y_i = \sum_{np} \left\{ \frac{(\bar{b}_{pn} + L_i b_{pn})^2}{(\omega_i - E_{pn})^2} - \frac{(b_{pn} + L_i \bar{b}_{pn})^2}{(\omega_i + E_{pn})^2} \right\}.$$

При переходе от сферического ядра к деформированному гамов-теллеровские 1^+ -состояния расщепляются на состояния, характеризуемые проекцией углового момента на ось симметрии $K = 0$ и 1 , и все формулы /13/-/16/, полученные в сферическом случае, совпадают с формулами работ /8/.

Характерной величиной для гамов-теллеровских 1^+ -состояний является вероятность β -распада их на основные состояния соседних четно-четных ядер. Поскольку оператор $\beta^{(\pm)}$ -распада является генератором гамов-теллеровского возбуждения /см. /3/ и /4//, можно ожидать, что взаимодействие /3/ будет генерировать коллективные состояния, характеризующиеся большой вероятностью β -распада.

Матричные элементы β -распада четно-четного ядра на различные состояния ω_i в нечетно-нечетном ядре типа $0^+ \cdot 1^+$ равны /8/

$$M_{\beta^{(+)}}^i = \langle \Psi_0 | [Q_i, T_{\mu}^{(+)}] | \Psi_0 \rangle = \frac{1}{\kappa\beta\sqrt{2y_i}} \quad /17/$$

$$M_{\beta^{(-)}}^i = \langle \Psi_0 | [Q_i, T_{\mu}^{(-)}] | \Psi_0 \rangle = \frac{L_i}{\kappa\beta\sqrt{2y_i}}.$$

Можно показать, что эти матричные элементы удовлетворяют следующему правилу сумм /13/:

$$\sum_i \left\{ |M_{\beta^{(-)}}^i|^2 - |M_{\beta^{(+)}}^i|^2 \right\} = \sum_{np} (b_{pn}^2 - \bar{b}_{pn}^2). \quad /18/$$

Кроме индивидуальных характеристик отдельных состояний, полезно исследовать поведение усредненной по энергетическому интервалу ΔE силовой функции β -распада в зависимости от энергии возбуждения. Силовые функции β -распада, согласно /8/, определим следующим образом:

$$S_{\beta}^{(\pm)} = \frac{1}{\Delta E(\Delta E, i)} \sum |M_{\beta}^{i(\pm)}|^2 \quad /19/$$

Матричные элементы β -переходов определяются из /17/, а усреднение проводится на некотором интервале энергий возбуждений.

ГАМОВ-ТЕЛЛЕРОВСКИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ В НЕЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Рассмотрим коллективные гамов-теллеровские колебания в нечетных ядрах. Предполагаем, что в нечетном ядре имеется одна квазичастица в дополнение к квазичастицам и фононам нечетно-нечетного остова. Волновую функцию нечетной системы ищем в виде

$$|\Psi_{j_k m_k}^{i' +}\rangle = \Omega_k^{i' +} |\Psi_0^+\rangle, \quad /20/$$

где

$$\Omega_k^{i' +} = N_{j_k}^+ a_{j_k m_k}^+ + \sum_{(j, m, \mu, i)} R_{ii'}^{j_k j_{\nu}} \langle j_{\nu} m_{\nu} 1 \mu | j_k m_k \rangle a_{j_{\nu} m_{\nu}}^+ Q_i^+(\mu).$$

В дальнейшем индекс k относим к нечетному нейтрону, а индекс ν - к нечетному протону. Амплитуды смешивания N_{j_k} и $R_{ii'}^{j_k j_{\nu}}$ удовлетворяют условию нормировки:

$$N_{j_k}^2 + \sum_{(j, i)} R_{ii'}^{j_k j_{\nu}}{}^2 = 1. \quad /21/$$

В /20/ предполагается, что возмущением фона $Q_i^+(\mu)$ нечетной квазичастицы можно пренебречь, т.е. секулярное уравнение /14/ определяет энергии однофононных состояний, а /15/ r_{np}^i и s_{np}^i .

Гамильтониан, описывающий взаимодействия нечетной квазичастицы с 1^+ -фононами при помощи /8а/ и /8б/, можно представить в следующем виде:

$$H = H_{\text{срр}} + V_{\beta}^{\text{coll}} + V_{\beta}^{\text{int}} \quad /22/$$

Для ядра с нечетным числом нейтронов, решая уравнения движения

$$[H, \Omega_k^{i' +}] = W_{i'}^k \Omega_k^{i' +}, \quad /23/$$

после несложных вычислений находим секулярное уравнение

$$W_{i'}^k - E_{j_k} = \sum_{i, j_{\nu}} \frac{1}{y_i} \frac{(d_{k\nu} - L_i \bar{d}_{k\nu})^2}{W_{i'}^k - \omega_i - E_{j_{\nu}}} \frac{3}{2j_k + 1} \quad /24/$$

Корни этого уравнения $W_{i'}^k$ описывают энергии состояний /20/, а ω_i - энергии 1^+ -возбуждений нечетно-нечетного остова. Используя условие нормировки /21/ и уравнение /23/, найдем одноквазичастичные и трехквазичастичные амплитуды N_{j_k} и $R_{ii'}^{j_k j_{\nu}}$ соответственно:

$$N_{j_k} = 1 / \sqrt{1 + Z_{i'}},$$

$$R_{ii'}^{j_k j_{\nu}} = \sqrt{\frac{3}{2j_k + 1}} \frac{1}{\sqrt{y_i}} \frac{d_{k\nu} - L_i \bar{d}_{k\nu}}{W_{i'}^k - \omega_i - E_{j_{\nu}}} N_{j_k}, \quad /25/$$

где

$$Z_{i'} = \frac{3}{2j_k + 1} \sum_{i, \nu} \frac{1}{\sqrt{y_i}} \frac{(d_{k\nu} - L_i \bar{d}_{k\nu})^2}{(W_{i'}^k - \omega_i - E_{j_{\nu}})^2}.$$

Для ядра с нечетным числом протонов в выражениях /24/ и /25/ следует провести замену $d_{k\nu} \leftrightarrow \bar{d}_{k\nu}$ и $k \leftrightarrow \nu$.

Теперь рассмотрим $\beta^{(\pm)}$ -переход между нечетными ядрами. Приведенная вероятность перехода выражается следующим образом:

$$B_{\Gamma-T}^{(\pm)}(j_k \rightarrow j_\nu) = \frac{1}{2j_k+1} |\langle j_\nu || T_\mu^{(\pm)} || j_k \rangle|^2 \quad /26/$$

где $T_\mu^{(\pm)}$ - оператор $\beta^{(\pm)}$ -перехода /см. /4//.

Как известно, в модели независимых квазичастиц β -переходы можно разделить на две группы:

а/ переходы с распадом нечетного нуклона, т.е. когда число пар в системе не меняется;

б/ переходы с изменением числа спаренных нуклонов в нейтронной /протонной/ системе.

Используя /4/, /20/ и /25/, после громоздких вычислений получим для приведенной вероятности $\beta^{(\pm)}$ -перехода между нечетными ядрами выражения:

а/ число пар в системе не меняется

$$B_{\Gamma-T}^{(\pm)}(k \rightarrow \nu) \approx \sigma_{k\nu}^2 u_k^2 u_\nu^2 N_{j_k}^2 N_{j_\nu}^2 (1 - 2\kappa_\beta \delta_1^{(-)} + 2\kappa_\beta \delta_2^{(-)})^2 \cdot \eta \quad /27/$$

б/ число пар в системе меняется

$$B_{\Gamma-T}^{(\pm)}(k \rightarrow \nu) \approx \sigma_{k\nu}^2 v_k^2 v_\nu^2 N_{j_k}^2 N_{j_\nu}^2 (1 - 2\kappa_\beta \delta_1^{(+)} + 2\kappa_\beta \delta_2^{(+)})^2 \cdot \eta \quad /28/$$

где

$$\sigma_{k\nu} = \langle j_k || \vec{\sigma} || j_\nu \rangle$$

$$\delta_1^{(+)} = \sum_{i,i',j_\nu} \left\{ \frac{M_{\beta^{(+)}}^{i^2}}{\omega_i + E_{j_\nu} - W_{i'}^k} + \frac{M_{\beta^{(-)}}^{i^2}}{\omega_i + E_{j_k} - W_{i'}^\nu} \right\}$$

$$\delta_1^{(-)} = \sum_{i,i',j_\nu} \left\{ \frac{M_{\beta^{(+)}}^{i^2}}{\omega_i + E_{j_k} - W_{i'}^\nu} + \frac{M_{\beta^{(-)}}^{i^2}}{\omega_i + E_{j_\nu} - W_{i'}^k} \right\} \quad /29/$$

$$\delta_2^{(+)} = \sum_{i,i',j_\nu} \left\{ \frac{1}{\omega_i + E_{j_\nu} - W_{i'}^k} + \frac{1}{\omega_i + E_{j_k} - W_{i'}^\nu} \right\} \frac{u_k u_\nu}{v_k v_\nu} M_{\beta^{(+)}}^i M_{\beta^{(-)}}^i$$

$$\delta_2^{(-)} = \sum_{i,i',j_\nu} \left\{ \frac{1}{\omega_i + E_{j_k} - W_{i'}^\nu} + \frac{1}{\omega_i + E_{j_\nu} - W_{i'}^k} \right\} \frac{v_k v_\nu}{u_k u_\nu} M_{\beta^{(+)}}^i M_{\beta^{(-)}}^i$$

и

$$\eta = \begin{cases} (2j_i + 1)^{-1}, & \text{если ядро сферическое,} \\ \langle j_i K_i | K_f - K_i | j_f K_f \rangle^2, & \text{если ядро деформированное.} \end{cases}$$

Из /27/ и /28/ видно, что в предельном случае $\kappa_\beta = 0$, $N_{j_k} = N_{j_\nu} = 1$ получаем приведенные вероятности β -распада в одночастичной модели со спариванием.

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ И ОБСУЖДЕНИЯ

В расчетах использовалась схема одночастичных уровней в сферическом и деформированном потенциалах Саксона-Вудса. Уравнения Шредингера с такими потенциалами решались методом, развитым в работах /15/. Параметры среднего поля и константа парного взаимодействия брались согласно работе /16/. При вычислении характеристик парного взаимодействия Δ_τ и λ_τ в сферически-симметричном базисе учитывалось 20 нейтронных и протонных уровней, а в аксиально-симметричном базисе - 77 нейтронных и протонных уровней. Константа гамов-теллеровского взаимодействия подбиралась так, чтобы получить удовлетворительное согласие расчетных и экспериментальных значений $lgft$ для ряда переходов между низколежащими состояниями нечетных ядер в области $A = 120$. Вычисления проводились по формулам /27/ и /28/, в которых учитываются поляризационные эффекты в материнском и дочернем ядрах.

Расчеты показывают, что гамов-теллеровские взаимодействия /3/ приводят к малым трехквазичастичным примесям в основном и низколежащих возбужденных состояниях. Эти примеси обычно не превышают 1% нормы волновой функции и слабо зависят от κ_β . На рис. 1 показаны результаты теоретических расчетов и экспериментальные значения $lgft$. Разумное согласие расчетов

с экспериментальными данными получается при значении $\kappa_0 = 1,5 - 2$ МэВ /см. формулу /2//. Эти значения κ_0 используются в последующих расчетах.

Известно, что легкие изотопы Ва, Сs и Хе имеют статическую равновесную деформацию, отличную от нуля. Теоретические расчеты равновесных деформаций и энергий деформаций для четно-четных ядер этой области проводились в работе /17/ с использованием потенциала Нильссона. Нейтроноизбыточные ядра этой области изучались в работе /18/ в одночастичной схеме потенциала Саксона-Вудса.

В данной работе вычисления параметров деформации изучаемых ядер проводились так же как в /18/, учитывалась квадрупольная $-\beta_{20}$ и гексадекапольная $-\beta_{40}$ деформации.

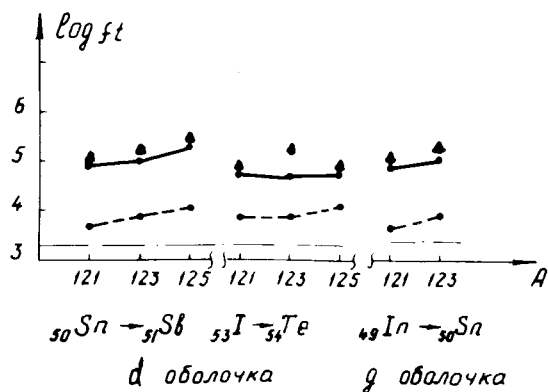


Рис. 1. Сравнение теоретических и экспериментальных значений $\log ft$. Использованы следующие обозначения: штрих-пунктирная линия - одночастичная модель, пунктирная - одночастичная модель с учетом парного взаимодействия, сплошная линия - расчеты по формулам /27/ и /28/, треугольники - экспериментальные значения /21/.

Типичная зависимость энергии основного состояния $\mathcal{E}(\beta_{20}, \beta_{40})$ от параметра деформации β_{20} при фиксированном значении β_{40} приведена для трех изотопов Хе на рис. 2. Как видно из рисунка, функция $\mathcal{E}(\beta_{20}, \beta_{40})$ имеет

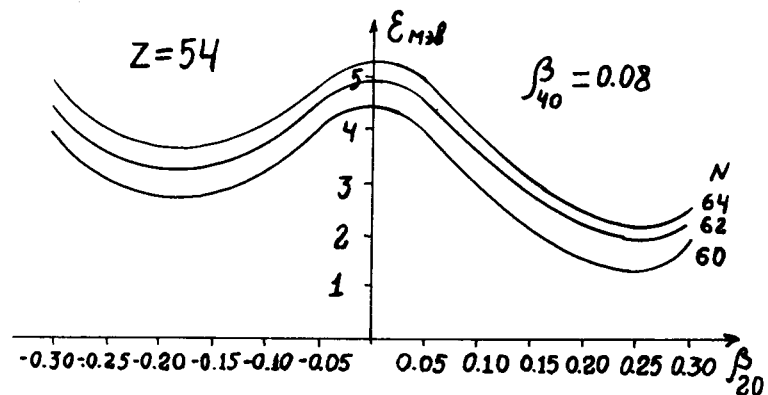


Рис. 2. Зависимость энергии основного состояния изотопов Хе от параметра квадрупольной деформации.

два минимума: при положительной и отрицательной квадрупольной деформации, причем положительная деформация энергетически более выгодна. Отметим, что зависимость энергии деформации от β_{40} оказывается слабой.

Далее исследовались структура и распадные свойства гамма-теллеровских возбуждений в нечетных изотопах 117-123 Cs. Представляет большой интерес установить область энергий, в которой лежат состояния, заселяющиеся с наибольшей вероятностью $\beta^{(+)}$ -распада, и изучить поведение силовой функции в зависимости от энергии возбуждения. На рис. 3 показан спектр гамма-теллеровских возбуждений с наибольшими значениями приведенных вероятностей $\beta^{(+)}$ -распада в нечетном изотопе ^{119}Cs в сферической и деформированной одночастичной схеме соответственно. На рис. 3а отсчет энергии ведется от предполагаемого основного состояния дочернего ядра $2d_{5/2}^p$. Анализ показывает, что в области энергий 3-4 МэВ состояния слабо коллективизированы и характеризуются малыми значениями приведенной вероятности $V_{\Gamma-\Gamma}^{(+)}$. Среди этих состояний имеется одно со сравнительно большим значением $V_{\Gamma-\Gamma}^{(+)} \approx 0,3$, которое является почти трехквaziчастичным состоянием с квазичастицами на уровнях $2d_{5/2}^n(2d_{5/2}^p, 2d_{3/2}^n)^{1+}$. В области энергий 5-6 МэВ

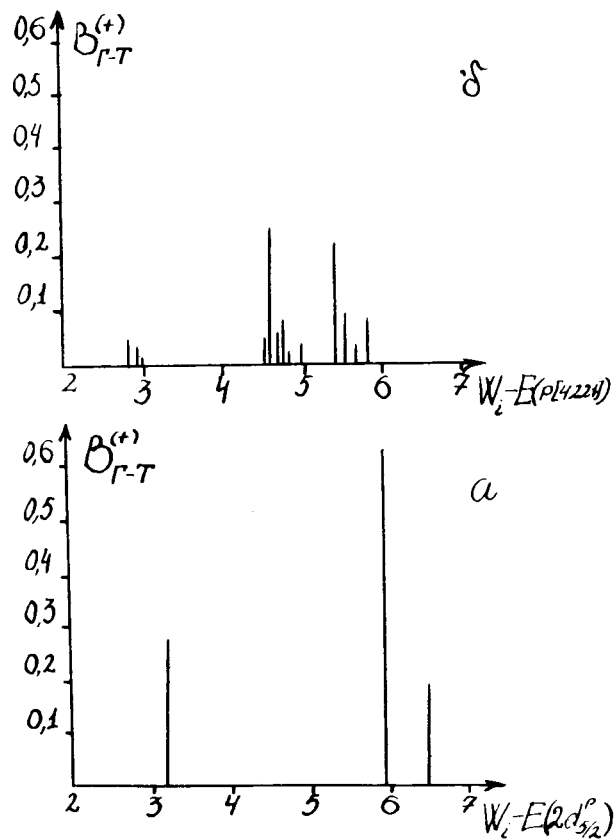


Рис. 3. Спектр Г-Т возбуждений для ^{119}Cs в сферической /а/ и деформированной /б/ одночастичной схеме.

основную силу $\beta^{(+)}$ перехода вбирает в себя одно состояние с приведенной вероятностью $B_{\Gamma-T}^{(+)} = 0,6$. В волновой функции этого состояния доминирующей является трехквартичная компонента $2d_{5/2}^n (1g_{9/2}^p 1g_{7/2}^n)^{1+}$.

На рис. 3б отсчет энергии ведется от предполагаемого основного состояния дочернего ядра ^{119}Cs , в котором нечетный протон находится в поле деформированного остова Хе на уровне $p[422\downarrow]^*$. Наличие деформации

* Форма силовой функции малочувствительна к спинам основных состояний материнского и дочернего ядер.

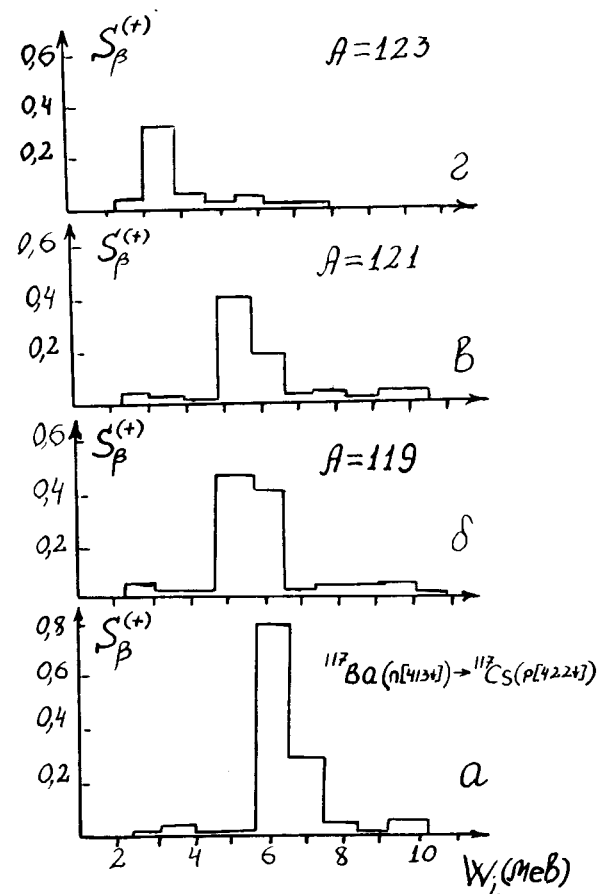


Рис. 4. Энергетическая зависимость силовой функции $S_{\beta}^{(+)}$ изотопов $^{117-123}\text{Ba}$. Усреднение проводилось в интервале энергий $\Delta E = 0,75 \text{ МэВ}$.

резко увеличивает число возбужденных состояний, и их плотность достигает примерно 15 МэВ^{-1} . Поэтому интересно проследить ход силовой функции $\beta^{(+)}$ -распада, определенной в /19/, в зависимости от энергии возбуждения дочернего ядра. Расчеты показывают, что силовая функция $\beta^{(+)}$ распада ^{119}Ba имеет максимум при энергии 4-5 МэВ /см. рис. 4б/, что хорошо согласуется с экспериментальными данными группы Карнаухова /19/. При

Таблица 1
Характеристики ряда Г-Т возбуждений с наибольшими значениями $B_{\Gamma-T}^{(+)}$ в ^{119}Cs

Энергия возбуждения W_i (МэВ)	$B_{\Gamma-T}^{(+)}$	$\lg ft$	Структура состояний		
			n	p	r
4.47	0,043	4.83	(422 ⁺ - 422 ⁺)	413 ⁺	88%
			(404 ⁺ - 404 ⁺)	413 ⁺	10%
			(404 ⁺ - 404 ⁺)	413 ⁺	56%
			(541 ⁺ - 532 ⁺)	413 ⁺	21%
			(420 ⁺ - 422 ⁺)	413 ⁺	8%
4.50	0,280	4.02	(411 ⁺ + 431 ⁺)	413 ⁺	3%
			(422 ⁺ - 420 ⁺)	413 ⁺	4%
			(413 ⁺ - 413 ⁺)	413 ⁺	2,5%
			(411 ⁺ + 431 ⁺)	413 ⁺	2%
			(411 ⁺ + 431 ⁺)	413 ⁺	58%
4.62	0,064	4.67	(411 ⁺ - 431 ⁺)	413 ⁺	21%
			(404 ⁺ - 413 ⁺)	413 ⁺	8%
			(404 ⁺ - 404 ⁺)	413 ⁺	6,5%
			(413 ⁺ - 413 ⁺)	413 ⁺	70%
5.24	0,240	4.08	(411 ⁺ + 411 ⁺)	413 ⁺	20%
			(404 ⁺ - 404 ⁺)	413 ⁺	4%
			(402 ⁺ - 413 ⁺)	413 ⁺	1,5%
			(402 ⁺ - 420 ⁺)	413 ⁺	1%

формировании этого максимума доминирующую роль играют возбужденные состояния с энергией 4,5 и 5,2 МэВ. Эти состояния вбирают в себя основную (90%) силу $\beta^{(+)}$ перехода. Структура таких состояний приведена в табл. 1. Из таблицы видно, что в волновых функциях этих состояний главными являются трехквартичные компоненты $n[413^+]\{p[404^+]-n[404^+]\}^{1+}$ и $n[413^+]\{p[413^-]-n[413^+]\}^{1+}$ соответственно.

На рис. 4 демонстрируется ход силовой функции для четырех нечетных изотопов $^{117-123}\text{Ba}$. Расчеты показывают, что с увеличением массового числа A полная сила $\beta^{(+)}$ распада уменьшается, и положение максимума силовой функции смещается в сторону с меньшими энергиями возбуждения.

Наконец, на рис. 5 сравниваются экспериментальная $S_{\beta^{(+)}}$ и теоретические силовые функции, полученные в сферически симметричном базисе для ядра ^{117}Xe в работе Мартинсена и Рандрупа ^{/9/} и в настоящей работе. Как видно из рисунка, наши результаты хорошо описывают абсолютную величину и качественное поведение силовой функции в зависимости от энергии гамма-теллеровского возбуждения.

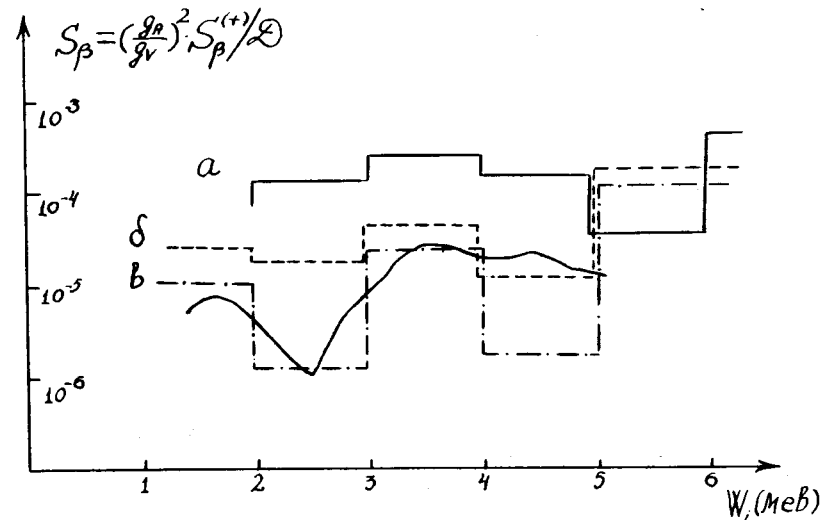


Рис. 5. Сравнение теоретических и экспериментальной силовых функций изотопа ^{117}Xe . $S_{\beta^{(+)}}$ определена в ^{/19/}, $(g_A/g_V)^2 = 1,55$, $D = 6260$ с., усреднение проводилось в интервале энергий $\Delta E = 1$ МэВ. а - соответствует вычислениям Мартинсена и Рандрупа ^{/9/} в оболочечной модели со спариванием, б и в - результаты настоящей работы с $\kappa_{\beta} = 0$ и $\kappa_{\beta} = 0,13$ МэВ, соответственно. Сплошная кривая относится к эксперименту ^{/20/}.

Результаты исследования можно резюмировать следующим образом:

1. Теория предсказывает для изотопов $^{119,121}\text{Ba}$ максимум в силовой функции $\beta^{(+)}$ -перехода при энергии 4-5 МэВ, в формировании которого главными являются разрешенные а.у. -переходы $p[404^+] \rightarrow n[404^-]$ и $p[413^+] \rightarrow n[413^-]$. Состояния этой области дают примерно 90% вклада в полную силу $\beta^{(+)}$ -распада. Поэтому они могут наблюдаться в опытах с запаздывающими протонами.

2. При изменении константы Г-Т взаимодействия положение максимума и форма силовой функции существенно не меняются, а изменяется только абсолютная вероятность $\beta^{(+)}$ -перехода /например, при увеличении κ_β в два раза $V_{\beta^{(+)}}$ уменьшается на 40%/.

3. Форма силовой функции нечувствительна к спинам основных состояний ядер, участвующих в β -распаде. С увеличением массового числа А максимум силовой функции изотопов $^{117-123}\text{Ba}$ смещается в сторону меньших энергий возбуждения.

В заключение выражаем свою признательность Н.И.Пятову и В.А.Карнаухову за интерес к работе и ценные советы. Благодарим также В.Картавенко за постоянную помощь.

Литература

1. В.А.Карнаухов. ЭЧАЯ, т. 4, вып. 4, Атомиздат, 1973.
2. Д.Д.Богданов и др. ОИЯИ, Р6-7716, Дубна, 1974.
3. К. Ikeda, S. Fujii, J.I. Fujita. *Phys.Lett.*, 3, 271 (1963).
J.I. Fujita, S. Fujii, K. Ikeda. *Phys.Rev.*, 133, B549 (1964).
4. J.I. Fujita, K. Ikeda. *Nucl.Phys.*, 67, 145 (1965).
5. M. Yamada. *Bull.Sci.Eng. Research Lab. (Waseda University)*, No. 31-32, 146 (1965).
6. K. Takahashi, M. Yamada. *Progr. Theor.Phys.*, 41 47 (1969).
7. S.I. Gabrakov, N.I. Pyatov. *Symposium on Nuclear and Weak Interactions, Zagreb, July, 1971.*
8. S.I. Gabrakov, A.A. Kuliev, N.I. Pyatov. *Phys.Lett.*, 36B, 275 (1971).

С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Д.И.Саламов. ОИЯИ, Р4-5744, Дубна, 1971;

С.И.Габраков, А.А.Кулиев, Г.Шульц. ОИЯИ, Р2-6874, Дубна, 1972.

9. P.O. Martinsen, J. Randrup. *Nucl.Phys.*, A195, 26 (1972).
10. Ю.В.Гапонов, Ю.С.Лютостанский. *ЯФ*, 19, 62 /1974/.
11. С.И.Габраков, А.А.Кулиев. ОИЯИ, Р4-5503, Дубна, 1970.
12. J. Halbleib, R.A. Sorensen. *Nucl.Phys.*, A98, 542 (1967).
13. R.A. Sorensen. *Arkiv for Fysik*, 36, 657 (1965), *Nucl. Struct., Dubna, Symposium, 1968 IAEA Vienna (1968)*, p. 27.
14. О.Бор, Б.Моттельсон. *Структура атомного ядра*, т. 1, "Мир", М., 1971.
15. Ф.А.Гареев, С.П.Иванова, Б.Н.Калинкин. *Изв. АН СССР, сер. физ.*, 32, 1960 /1968/.
Н.Ю.Ширикова. ОИЯИ, Р5-3712, Дубна, 1968.
16. В.Г.Соловьев. *Теория сложных ядер*. Наука, М., 1971.
17. D.A. Arseniev, A. Sobiczewski, V.G. Soloviev. *Nucl. Phys.*, A139, 269 (1969).
18. С.П.Иванова, С.И.Федотов. ОИЯИ, Р4-8282, Дубна, 1974.
19. В.А.Карнаухов. *Автореферат докторской диссертации ОИЯИ*, 6-7845, Дубна, 1974.
20. P.G. Hansen. *Advances in Nuclear Physics*, 7, 159 (1973).
21. *Londolt-Bornstein. New Series, Vol. 1, Energy Levels of Nuclei (Springer, Berlin, 1961).*

Рукопись поступила в издательский отдел
12 июня 1975 года.