

К-903

Nucl. Phys., 1967, v. A 106,
N 3, с. 689-696

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

P4 - 3171



А.А. Кулиев, Н.И. Пятов

ВЛИЯНИЕ
СПИН-КВАДРУПОЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА СКОРОСТЬ РАЗРЕШЕННЫХ БЕТА-ПЕРЕХОДОВ

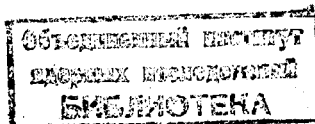
ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

1967,

P4 - 3171

А.А. Кулиев, Н.И. Пятов

ВЛИЯНИЕ
СПИН-КВАДРУПОЛЬНЫХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЙ
НА СКОРОСТЬ РАЗРЕШЕННЫХ БЕТА-ПЕРЕХОДОВ



В в е д е н и е

Исследование коллективных состояний деформированных ядер в бета-распаде помогает понять особенности структуры волновых функций этих состояний. Особый интерес представляют разрешенные бета-переходы на коллективные 0^+ - и 2^+ -состояния, так они дают нам возможность исследовать характеристики возбужденных состояний относительно основного состояния, в частности, относительную скорость бета-перехода.

В последнее время подробно исследованы 0^+ -состояния в Er^{164} при распаде Tm^{164} /1/ и в Hf^{178} при распаде Ta^{178} /2/. Характерной особенностью бета-переходов на возбужденные 0^+ -состояния является заметное замедление скорости распада на них относительно основного состояния. Если 0^+ -состояния рассматривать как бета-вибрационные, то их волновая функция представляется как суперпозиция двухквазичастичных состояний, причем в модели с парными и квадрупольными взаимодействиями основной вклад в волновую функцию дают квазичастицы, сидящие на одном уровне /3-5/. Вклад этих состояний настолько велик, что обычно теория предсказывает такую же скорость разрешенного бета-перехода на бета-вибрационное состояние, как и на основное /5/. Эксперимент, очевидно, указывает на меньшую роль вкладов пар квазичастиц на одном уровне в структуре волновой функции. Замедления скорости бета-распада можно достигнуть либо существенной коллективизацией 0^+ -состояния (однако при этом его энергия сильно понижается и быстро растет величина $B(E2)$), либо увеличением вклада от квазичастиц на разных уровнях, что невозможно в рамках обычной микроскопической теории.

Поэтому представляет значительный интерес исследовать влияние спин-квадрупольных взаимодействий на скорость бета-переходов в рамках модели, развитой ранее^{/6/}. В этой работе было показано, что спин-квадрупольные взаимодействия могут существенно увеличивать вклад квазичастиц на разных уровнях в волновую функцию 0^+ -состояний, что может привести к замедлению скорости разрешенных бета-переходов.

В настоящей работе проведены подробные численные расчеты энергий, вероятностей E2-переходов и разрешенных β -переходов для ряда 0^+ -состояний в ядрах Er^{164} и Hf^{178} . Проведен также анализ β -перехода на гамма-вибрационное состояние в Er^{164} .

Т е о р и я

Будем предполагать существование в ядре остаточных парных взаимодействий, дальнедействующих квадрупольных, типа $-\kappa_q r_1^2 r_2^2 \cdot Y_{2\mu}^*(1) Y_{2\mu}(2)$ (κ_q - квадрупольная константа связи) и дальнедействующих спин-квадрупольных взаимодействий:^{х)} $-\kappa_t r_1^2 r_2^2 (\sigma_1 Y_{\lambda}^*(1))_{2\mu} (\sigma_2 Y_{\lambda}(2))_{2\mu}$ (κ_t - спин-квадрупольная константа связи, σ_i - матрицы Паули, r_i - радиусы-векторы частиц и $Y_{\lambda\mu}$ - сферические функции). Тогда, как было получено в^{/6/}, уравнение для частот коллективных 0^+ и 2^+ - колебаний ω имеет вид:

$$\frac{1}{\kappa_q} = P(\omega, \kappa_t)$$

$$P(\omega, \kappa_t) \equiv F(\omega) + D(\omega, \kappa_t) X(\omega) \quad (1)$$

$$D(\omega, \kappa_t) = \kappa_t X(\omega) / [1 - \kappa_t S(\omega)]$$

$$F(\omega) = F_0(\omega) - \frac{\phi_n(\omega)}{\gamma_n(\omega)} - \frac{\phi_p(\omega)}{\gamma_p(\omega)}$$

х) Спин-квадрупольные взаимодействия были исследованы в сферических ядрах Кисслингером^{/7/}. Заключение о знаке взаимодействия сделано из факта существования вторых 0^+ -возбуждений ниже шели.

$$F_0(\omega) = 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{\epsilon_{\nu\nu'} U_{\nu\nu'}^2 q_{\nu\nu'}^2}{\epsilon_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}$$

$$\gamma(\omega) = (4C^2 - \omega^2) b^2(\omega) + 4d^2(\omega)$$

$$\phi(\omega) = \frac{4C^2}{b(\omega)} \{ a^2(\omega) \gamma(\omega) - 4 [b(\omega) h(\omega) - a(\omega) d(\omega)]^2 \}$$

$$a(\omega) = \sum_{\nu} \frac{q_{\nu\nu}}{\epsilon_{\nu} (4\epsilon_{\nu}^2 - \omega^2)} ; \quad b(\omega) = \sum_{\nu} \frac{1}{\epsilon_{\nu} (4\epsilon_{\nu}^2 - \omega^2)}$$

$$d(\omega) = \sum_{\nu} \frac{E_{\nu} - \lambda}{\epsilon_{\nu} (4\epsilon_{\nu}^2 - \omega^2)} ; \quad h(\omega) = \sum_{\nu} \frac{q_{\nu\nu} (E_{\nu} - \lambda)}{\epsilon_{\nu} (4\epsilon_{\nu}^2 - \omega^2)}$$

$$S(\omega) = 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{\epsilon_{\nu\nu'} L_{\nu\nu'}^2 t_{\nu\nu'}^2}{\epsilon_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}$$

$$X(\omega) = 2 \sum_{\nu\nu'} \frac{\omega U_{\nu\nu'} q_{\nu\nu'} L_{\nu\nu'} t_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'}^2 - \omega^2}$$

В $\phi(\omega)$ и $\gamma(\omega)$ суммирование проводится либо по протонным (ϕ_p, γ_p), либо по нейтронным (ϕ_n, γ_n) одночастичным состояниям с набором квантовых чисел (ν). Двухквантовые энергии $\epsilon_{\nu\nu'} = \sqrt{(E_{\nu} - \lambda)^2 + C^2} + \sqrt{(E_{\nu'} - \lambda)^2 + C^2}$, шель $C = G \sum_{\nu} u_{\nu} v_{\nu}$, параметры парного взаимодействия u_{ν} и v_{ν} (с константой взаимодействия G) и химический потенциал λ определяются при решении задачи парных корреляций. В функциях $F_0(\omega)$, $S(\omega)$ и $X(\omega)$ суммирование проводится и по нейтронным и по протонным состояниям. Матричные элементы квадрупольного и спин-квадрупольного взаимодействий $q_{\nu\nu'}$ и $t_{\nu\nu'}$ вычисляются с волновыми функциями модели Нильссона^{/8/}.

В частных случаях, когда $\kappa_t = 0$, либо $\kappa_q = 0$, получаем уравнения:

$$\frac{1}{\kappa_q} = F(\omega), \quad \kappa_t = 0 \quad (2)$$

$$\frac{1}{\kappa_t} = S(\omega), \quad \kappa_q = 0. \quad (3)$$

Обозначим однофоновые волновые функции для состояний, определяемых уравнениями (2) и (3) через $V_q^+ \Psi_0$ и $V_t^+ \Psi_0$ соответственно, где Ψ_0 - фоновый вакуум. Тогда однофоновые состояния $Q^+ \Psi_0$ с энергией, определяемой решением уравнения (1), можно записать в виде (см. Приложение П.1 и П.2):

$$Q^+ \Psi_0 = \Phi_q(\omega, \kappa_t) V_q^+ \Psi_0 + \Phi_t(\omega, \kappa_t) V_t^+ \Psi_0, \quad (4)$$

причем функции $V_q^+ \Psi_0$, $V_t^+ \Psi_0$ и $Q^+ \Psi_0$ нормированы на одну и ту же величину, $\Phi_q(\omega, \kappa_t)$ и $\Phi_t(\omega, \kappa_t)$ - коэффициенты смешивания квадрупольных и спин-квадрупольных колебаний. Вблизи спинового полюса, определяемого решением уравнения (3) $\Phi_t(\omega, \kappa) \rightarrow 1$; вблизи полюсов функции $F(\omega)$ ($\omega = \epsilon_{\nu\nu'}$ и определяемых решением уравнения $\gamma(\omega) = 0$) $\Phi_q(\omega, \kappa_t) \rightarrow 1$. Отметим, что все диагональные $t_{\nu\nu} = 0$, поэтому пары квазичастиц на одном уровне дают вклад только в $V_q^+ \Psi_0$ (для 0^+ - состояний). В случае 2^+ -состояний структура $V_q^+ \Psi_0$ и $V_t^+ \Psi_0$ совершенно одинакова.

Рассмотрим бета-переходы из двухквазичастичного состояния нечетно-нечетного ядра на основное Ψ_0 и возбужденные однофоновые состояния дочернего четно-четного ядра. В представлении вторичного квантования оператор бета-перехода запишется в виде:

$$\mathbb{T}_\beta = \sum_{\nu\nu'} \sum_{\rho\rho'} \langle \nu\rho | \Gamma_\beta | \nu'\rho' \rangle a_{\nu\rho}^+ b_{\nu'\rho'}, \quad (5)$$

где (ν) - набор квантовых чисел одночастичных состояний; $\rho = \pm$ - знак проекции момента на ось симметрии ядра; $a_{\nu\rho}^+$ и $b_{\nu\rho}$ - операторы рождения и уничтожения протона (нейтрона) и нейтрона (протона) соответственно для β^- -распада или e^- -захвата. Одночастичный матричный элемент под знаком суммы вычисляется для соответствующего типа распада (например, $\Gamma_\beta = \tau_\pm \sigma$ для гамовтеллеровских разрешенных переходов).

Легко показать, что переход из состояния (λ, λ') материнского ядра в основное состояние четно-четного ядра целиком определяется одночастичным матричным элементом $\langle \lambda | \Gamma_\beta | \lambda' \rangle$ и параметрами парных преобразований. (См. Приложение П.6 и П.7).

Структура матричного элемента бета-перехода на коллективное состояние оказывается намного сложнее и обычно включает в себя суперпозицию различных одночастичных матричных элементов. В общем случае можно представить матричный элемент в виде

$$M_\beta = (\Psi_0^+ C \mathbb{T}_\beta \alpha_\lambda^+ \alpha_{\lambda'}^+ \Psi_0) = \Phi_q(\omega, \kappa_t) M_\beta^{(q)} + \Phi_t(\omega, \kappa_t) M_\beta^{(t)}; \quad (6)$$

где $M_\beta^{(q)}$ и $M_\beta^{(t)}$ - соответствующие матричные элементы для предельных случаев (2) и (3). Вид матричного элемента $M_\beta^{(q)}$ определен в работе /5/. Подробная структура $M_\beta^{(q)}$ и $M_\beta^{(t)}$ дана в приложении (П.8, П.9).

Важно подчеркнуть, что если бета-распад идет в основном через вклады пар квазичастиц на одном уровне в $V_q^+ \Psi_0$ (как это оказывается, например, для разрешенных переходов типа $1^+ \rightarrow 0^+$), то введение спин-квадрупольных взаимодействий уменьшает матричный элемент перехода, так как $|\Phi_q(\omega, \kappa_t)| < 1$ и, кроме того, может оказаться существенной интерференция $M_\beta^{(q)}$ и $M_\beta^{(t)}$. Вблизи спинового полюса, когда $|\Phi_t(\omega, \kappa_t)| \rightarrow 1$, а $|\Phi_q(\omega, \kappa_t)| \rightarrow 0$, вклад $M_\beta^{(q)}$ оказывается малым и мы можем ожидать сильного замедления скорости бета-распада.

В дальнейшем мы будем вычислять отношение матричных элементов бета-распада на возбужденное и основное состояния, чтобы избежать дополнительных ошибок, связанных с неточным знанием структуры основного состояния. Таким образом, мы будем принимать величину $\log ft$ для бета-перехода в основное состояние как исходную и затем вычислять скорости распада на коллективные состояния.

Расчеты и обсуждение результатов

Для расчетов использовались ранее полученные волновые функции для коллективных 0^+ и 2^+ состояний /6,8/. Для более детального сравнения с экспери-

ментом вычислялись энергии, вероятности E2-переходов и скорости разрешенных бета-переходов для коллективных 0^+ и 2^+ -состояний в Er^{164} и для 0^+ -состояний в Hf^{178} при различных значениях параметров связи κ_q и κ_t .

В материнском ядре Ta^{178} основное состояние определяется как $\{n\ 514\uparrow - p\ 514\uparrow\} 1^{+2/}$. Таким образом, в основное состояние Hf^{178} идет разрешенный а.и.-переход. Распад на возбужденные 0^+ -состояния в основном определяется двухквaziчастичными амплитудами $pn\{514\uparrow - 514\uparrow\}$ и $pp\{514\uparrow - 514\uparrow\}$ (назовем их диагональными амплитудами в волновых функциях этих состояний). На рис. 1 показаны экспериментальные данные ^{2/} и различные варианты теоретических вычислений. Слева приведены расчеты из работы ^{5/} (с учетом эффекта блокировки), затем даны расчеты с $\kappa_t = 0$, но без учета эффекта блокировки и расчеты с $\kappa_t = 9,7 \times A^{-4/3} \hbar \omega_0$. Эксперимент показывает существенное замедление скорости распада на первое возбужденное 0^+ -состояние. Без учета спин-квадрупольных взаимодействий такое замедление не получается. Спин-квадрупольные взаимодействия сильно уменьшают диагональные амплитуды состояний вблизи спинового полюса. При этом возрастает роль вкладов от квазичастиц на разных уровнях, например, $pn\{514\uparrow - 503\uparrow\}$. На рис. 2 приведены некоторые вычисленные амплитуды $\psi_{\nu\nu'} = \frac{1}{2}(g_{\nu\nu'} + w_{\nu\nu'})$ при $\kappa_t = 0$ и $9,7 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ в зависимости от энергии. Видно, что при $\kappa_t = 0$ вклад диагональных амплитуд типа $pn\{514\uparrow - 514\uparrow\}$ и $pp\{514\uparrow - 514\uparrow\}$ доминирует, а амплитуда $pn\{514\uparrow - 503\uparrow\}$ мала. Величина последней амплитуды сильно возрастает при $\kappa_t = 9,7 A^{-4/3} \hbar \omega_0$, а величина диагональных амплитуд существенно уменьшается для первого возбужденного 0^+ -состояния. В значительной степени замедление скорости β -перехода на нижайшее 0^+ -состояние обусловлено интерференцией матричных элементов $M_{\beta}^{(q)}$ и $M_{\beta}^{(t)}$, так как амплитуды f_q и f_t могут иметь различные знаки (см. рис. 3). Влияние спин-квадрупольных взаимодействий на структуру вышележащих 0^+ -состояний быстро падает с увеличением энергии состояния. Вероятность E2-перехода также оказывается весьма чувствительной к включению спин-квадрупольных взаимодействий (см. рис. 1). К сожалению, в эксперименте пока известно только соотношение интенсивностей E2-переходов с различных 0^+ -состояний.

В распаде $\text{Tm}^{164} 1^+ \{n\ 523\uparrow - p\ 523\uparrow\}$ на возбужденные 0^+ -состояния Er^{164} проявляются диагональные амплитуды $pn\{523\uparrow - 523\uparrow\}$ и $pp\{523\uparrow - 523\uparrow\}$. При

$\kappa_t = 0$ вклад других амплитуд в $M_{\beta}^{(q)}$ весьма мал. На рис. 4 приведены вычисленные энергии, значения $V(E2)$ и относительные значения $\log ft$ для 0^+ - состояний при $\kappa_q = 5,3 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ и $\kappa_q = 7,5 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ и при $\kappa_t = 0$ и $8,8 A^{-4/3} \hbar \omega_0$ (в правой части рисунка). Расчеты показали, что при $\kappa_t = 0$ практически невозможно согласовать с экспериментом энергии и значения $\log ft$ одновременно. Более того, теория обычно предсказывает при $\kappa_t = 0$ примерно ту же величину $\log ft$ для бета-вибрационного состояния, что и при распаде в основное состояние. Таким образом, замедление скорости бета-перехода на первое возбужденное 0^+ -состояние и в этом ядре целиком связано с включением спин-квадрупольных взаимодействий.

В зависимости от соотношения констант связи κ_q и κ_t замедление скорости бета-перехода может варьироваться в пределах нескольких порядков величины. Учет спин-квадрупольных взаимодействий также существенно улучшает согласие с экспериментом по энергиям 0^+ -состояний, и, в частности, оказываются ответственными за опускание второго 0^+ -состояния ниже энергетической щели. Вычисленные $V(E2)$ для первого 0^+ -состояния не противоречат экспериментальной оценке ^{10/}.

Структура вышележащих 0^+ -состояний, как правило, очень чувствительна к выбору констант связи κ_q и κ_t . Поэтому теория не может претендовать на столь же хорошее количественное описание их, как и нижайших 0^+ -состояний.

Ранее было показано, что спин-квадрупольные взаимодействия слабо влияют на энергии и вероятности E2-переходов гамма-вибрационных состояний ^{19/}. Проведенные расчеты показали слабое влияние спин-квадрупольных взаимодействий и на скорость бета-распадов на это состояние в E_r^{164} (см. рис. 4, слева). Зато спин-квадрупольные взаимодействия существенно понижают энергию второго 2^+ -состояния, на порядок увеличивают $V(E2)$ и скорость бета-перехода на него. В эксперименте это состояние пока не соблюдалось.

З а к л ю ч е н и е

Исследование разрешенных бета-переходов на 0^+ - состояния в E_r^{164} и Hf^{178} показало важность учета спиновых взаимодействий для объяснения наблюдающегося замедления скорости распада на нижайшее 0^+ -состояние. Численные

расчеты показали, что спиновые взаимодействия сильно изменяют структуру волновой функции бета-вибрационного состояния, увеличивают заметно роль недиагональных амплитуд. В то же время эти взаимодействия приводят к опусканию второго 0^+ - возбуждения ниже щели и заметно меняют вероятности E2-переходов.

Очевидно, что аналогичные эффекты могут быть обнаружены и в других распадных процессах, в которых существенную роль играют диагональные амплитуды в волновой функции 0^+ -состояния, например, в альфа-распадах на эти состояния^{/5/}. В эксперименте наблюдались сильные замедления альфа-распада на возбужденные 0^+ -состояния, сравнительно с распадом на основное состояние, которые трудно объяснить в рамках модели с парными и квадрупольными взаимодействиями^{/12,11/}.

Нам кажется, что все указанные экспериментальные факты трудно объяснить в рамках простых моделей, учитывающих только парные взаимодействия^{/13/}.

Наконец, подчеркнем, что спин-квадрупольные взаимодействия сильно меняют структуру волновой функции того 0^+ -состояния, которое близко к спиновому полюсу. Структура остальных состояний изменяется довольно слабо.

Проведенные вычисления подтвердили, что спиновые взаимодействия слабо влияют на свойства гамма-вибрационных состояний. Энергия и распадные свойства вышележащих 2^+ -состояний, наоборот, сильно меняются при включении спиновых взаимодействий. Однако пока нет экспериментальных данных для проверки этого вывода.

В заключение авторы выражают благодарность профессору В.Г. Соловьеву за интерес к работе и полезные обсуждения. Авторы также благодарны доктору С. Бьерхольму (S.Björholm), В.А. Морозову и проф. Р.Г. Хансену (R.G.Hansen) за полезные обсуждения экспериментальных данных. Авторы признательны доктору Лофту Нильсену (H.L.Nielsen) за предоставление экспериментальных данных до опубликования.

Л и т е р а т у р а

1. Я. Врзал, К.Я. Громов, Я. Липтак, Ф. Молнар, В.А. Морозов, Я. Урбанец, В.Г. Чумин. Препринт Р-2820, Дубна, 1966.

2. H.L.Nielsen, K.Wilsky, J.Zylicz, G.Sørensen, preprint (to be publ. in Nucl. Phys.)
3. D.R.Bès, Nucl. Phys. 49 . 544 (1963).
Лю Юань, В.Г. Соловьев, А.А. Корнейчук. ЖЭТФ, 47, 252 (1964).
4. К.М. Железнова, А.А. Корнейчук, В.Г. Соловьев, П. Фогель, Г. Юнгклауссен. Препринт ОИЯИ Д-2157, Дубна 1965.
5. В.Г. Соловьев, Nucl. Phys. 62, 1(1965).
Препринт ОИЯИ Р-1973, Дубна 1965.
6. М.И. Черней, Н.И. Пятов, К.М. Железнова. Препринт ОИЯИ Е4-3025, Дубна 1966 (публикуется в Изв. АН СССР, сер. физ., 31, вып. 4 (1967)).
Н.И. Пятов. Доклад на Симпозиуме.
Lysekil, Sweden Aug. 21-26, 1966 (to be publ. in Ark. Fys.).
7. L.S.Kisslinger. Nucl. Phys.-35, 114 (1962).
8. S.G.Nilsson, Mat. Fys. Medd.Dan.Vid.Selk. 29, N 16 (1955),
(см. перевод в сб. "Деформация атомных ядер", ИИЛ, Москва, 1958).
9. Н.И. Пятов, М.И. Черней. Препринт ОИЯИ, Е4-3134, Дубна 1967.
10. R.Graetzer, G.V.Hagemann, K.A.Hagemann, V.Elbeke,
Nucl. Phys., 76, 1 (1966).
11. S.Björholm, Thesis, Copenhagen 1965.
С.А. Баранов, Ю.Ф. Родионов, В.М. Шатинский. Ядерная физика, 4, 1108 (1966).
12. A.Sandulescu. O.Dumitrescu, Report at the International Conference on Nucl. Phys., Gatlinburg, Sept., 1966.
13. D.R. Bès, R.A. Broglia. Nucl. Phys., 80, 289 (1966). R.R. Chasman, Phys. Rev., 138, B 326 (1965).

Рукопись поступила в издательский отдел
17 февраля 1967 г.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Однофотонный оператор $B^+(\omega_i)$ определяется в виде:

$$B^+(\omega_i) = \frac{1}{2} \sum_{\nu\nu'} \left\{ \Psi_{\nu\nu'}^{(q,t)}(\omega_i) A_{\nu\nu'}^+ - \Phi_{\nu\nu'}^{(q,t)}(\omega_i) A_{\nu\nu'} \right\} \quad (\text{П.1})$$

где

$$A_{\nu\nu'} = \frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{\rho=\pm} \rho \alpha_{\nu\rho} \alpha_{\nu'-\rho}$$

$$\Psi_{\nu\nu'}^{(q)}(\omega_i) = \frac{1}{\sqrt{2f(\omega_i)}} \left\{ \frac{U_{\nu\nu'} g_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'} - \omega_i} - \delta_{\nu\nu'} \frac{C}{\epsilon_\nu g(\omega_i)} \left[\frac{\Gamma_\nu(\omega_i)}{2\epsilon_\nu - \omega_i} + \frac{\mathcal{F}(\omega_i)}{\omega_i} \right] \right\}$$

$$\Phi_{\nu\nu'}^{(q)}(\omega_i) = \frac{1}{\sqrt{2f(\omega_i)}} \left\{ \frac{U_{\nu\nu'} g_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'} + \omega_i} - \delta_{\nu\nu'} \frac{C}{\epsilon_\nu g(\omega_i)} \left[\frac{\Gamma_\nu(\omega_i)}{2\epsilon_\nu - \omega_i} - \frac{\mathcal{F}(\omega_i)}{\omega_i} \right] \right\}$$

$$\Psi_{\nu\nu'}^{(t)}(\omega_i) = \frac{1}{\sqrt{2g(\omega_i)}} \cdot \frac{L_{\nu\nu'} t_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'} - \omega_i}$$

$$\Phi_{\nu\nu'}^{(t)}(\omega_i) = \frac{1}{\sqrt{2g(\omega_i)}} \cdot \frac{L_{\nu\nu'} t_{\nu\nu'}}{\epsilon_{\nu\nu'} + \omega_i}$$

$$\Gamma_\nu(\omega_i) = (4c^2 - \omega_i^2) \cdot ab + 4d \cdot h - 4(\epsilon_\nu - 1) [bh - a \cdot d]$$

$$\mathcal{F}(\omega_i) = (4c^2 - \omega_i^2) \cdot ab + 4hd$$

Амплитуды $\Phi(\omega_i, \alpha \epsilon_z)$ в волновой функции $Q(\omega_i)^+ \Psi_0$ имеют вид:

$$\Phi_q(\omega_i, \alpha \epsilon_z) = [f(\omega_i) / Z(\omega_i, \alpha \epsilon_z)]^{1/2} \quad (\text{II.2})$$

$$\Phi_z(\omega_i, \alpha \epsilon_z) = [\mathcal{S}(\omega_i) / Z(\omega_i, \alpha \epsilon_z)]^{1/2} \times D(\omega_i, \alpha \epsilon_z)$$

$$Z(\omega_i, \alpha \epsilon_z) = f(\omega_i) + 2D(\omega_i, \alpha \epsilon_z) \cdot \mathcal{X}(\omega_i) + D^2(\omega_i, \alpha \epsilon_z) \cdot \mathcal{S}(\omega_i)$$

$$f(\omega_i) = \frac{1}{4} \frac{\partial F_0(\omega_i)}{\partial \omega_i} + 2C^2 \omega_i \sum_{\nu} \left\{ \frac{\Gamma_{\nu}^2(\omega_i)}{\gamma^2(\omega_i)} - \right. \\ \left. - 2g_{\nu\nu} \frac{\Gamma_{\nu}(\omega_i)}{\gamma(\omega_i)} \right\} / \epsilon_{\nu} (4\epsilon_{\nu}^2 - \omega_i^2)^2 \quad (\text{II.3})$$

$$\mathcal{X}(\omega_i) = \frac{1}{4} \frac{\partial \mathcal{X}(\omega_i)}{\partial \omega} ; \quad \mathcal{S}(\omega_i) = \frac{1}{4} \frac{\partial \mathcal{S}(\omega_i)}{\partial \omega}$$

В методе приближенного вторичного квантования коммутационные соотношения для операторов

B_q, B_z и Q имеют вид:

$$[B_q(\omega_i), B_q^+(\omega_i)] = [B_z(\omega_i), B_z^+(\omega_i)] = [Q(\omega_i), Q^+(\omega_i)] = \delta_{ii'} \quad (\text{II.4})$$

$$[B_q(\omega_i), B_z^+(\omega_i)] = \frac{\mathcal{X}(\omega_i)}{\sqrt{\mathcal{S}(\omega_i) f(\omega_i)}} \cdot \delta_{ii'}$$

Условие нормировки амплитуд:

$$\sum_{\nu\nu'} \left\{ [\Psi_{\nu\nu'}^{(g,t)}(\omega_i)]^2 - [\varphi_{\nu\nu'}^{(g,t)}(\omega_i)]^2 \right\} = 2. \quad (\text{П.5})$$

Во всех выражениях предполагается суммирование по нейтронным и протонным одночастичным состояниям.

Выпишем матричные элементы бета-перехода в основное состояние четно-четного ядра:

1. β^- -распад

$$M_0(\beta^-) \sim \langle n | \Gamma_{\beta^-} | n \rangle U_n U_p \quad (\text{П.6})$$

2. β^+ -распад, e^- - захват

$$M_0(\beta^+, e.c.) \sim \langle n | \Gamma_{\beta^+, e.c.} | p \rangle U_p U_n. \quad (\text{П.7})$$

В (П.6) и (П.7) через $|n\rangle$ и $|p\rangle$ обозначены состояния нейтрона и протона в материнском ядре. Параметры U и V вычисляются для соответствующих состояний в дочернем ядре.

Для распада на коллективное состояние типа $B_{(g,t)}^+ \Psi_0$ матричный элемент имеет вид:

1. β^- - распад

$$M_{(g,t)}(\beta^-) \sim U_n \sum_{p'} \langle p' | \Gamma_{\beta^-} | n \rangle U_{p'} \Psi_{p'p}^{(g,t)} - U_p \sum_{n'} \langle p | \Gamma_{\beta^-} | n' \rangle U_{n'} \Psi_{n'n}^{(g,t)}. \quad (\text{П.8})$$

2. β^+ - распад, e^- - захват

$$M_{(g,t)}(\beta^+, e.c.) \sim U_p \sum_{n'} \langle n' | \Gamma_{\beta^+, e.c.} | p \rangle U_{n'} \Psi_{n'n}^{(g,t)} - U_n \sum_{p'} \langle n | \Gamma_{\beta^+, e.c.} | p' \rangle U_{p'} \Psi_{p'p}^{(g,t)}. \quad (\text{П.9})$$

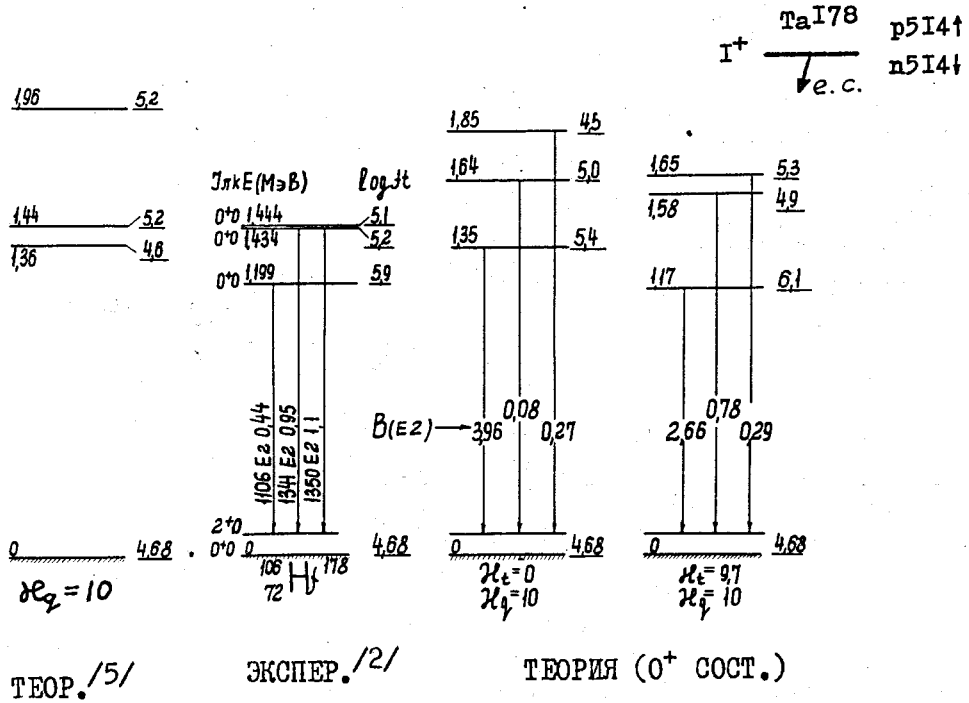


Рис. 1. Экспериментальные и теоретические энергии, $B(E2)$ и значения $\log ft$ для Hf^{178} (0^+ - состояние).

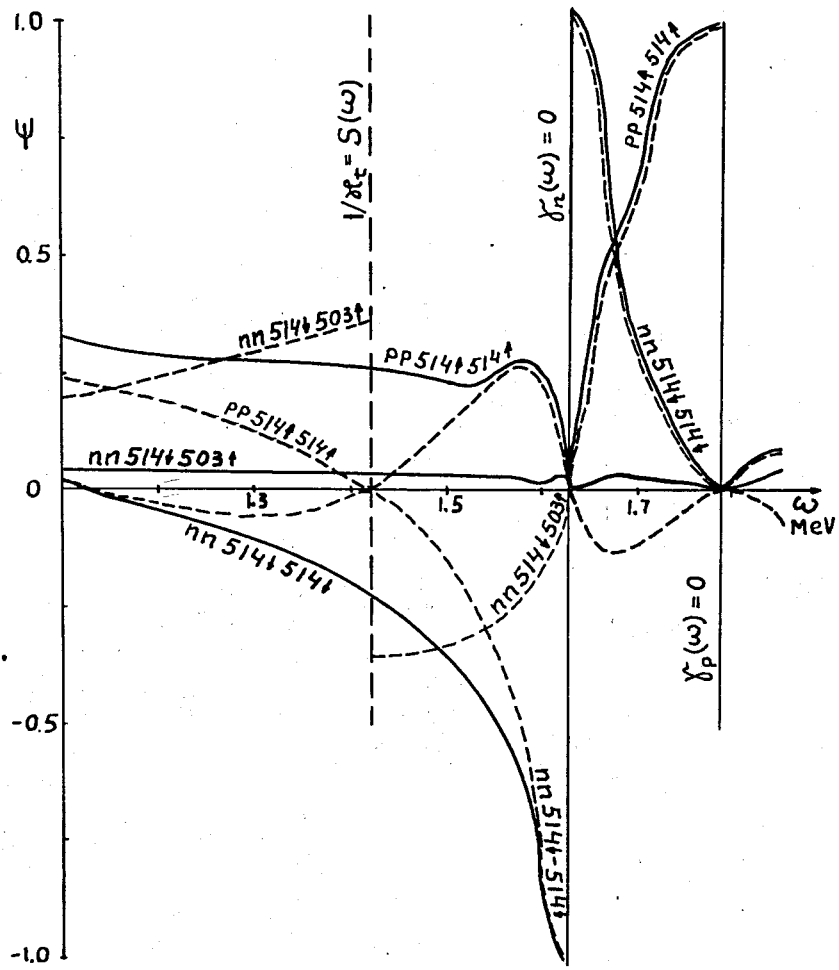


Рис. 2. Двухквасичастичные амплитуды $\psi_{\nu\nu'} = \Phi_q^{(q)} + \Phi_t^{(t)}$ как функции энергии 0^+ -состояний в ядре $\text{Hf } 178$. Сплошная линия соответствует $\kappa_t = 0$, пунктирная - $\kappa_t = 0,7 A^{-4/3} \hbar \omega_0$.

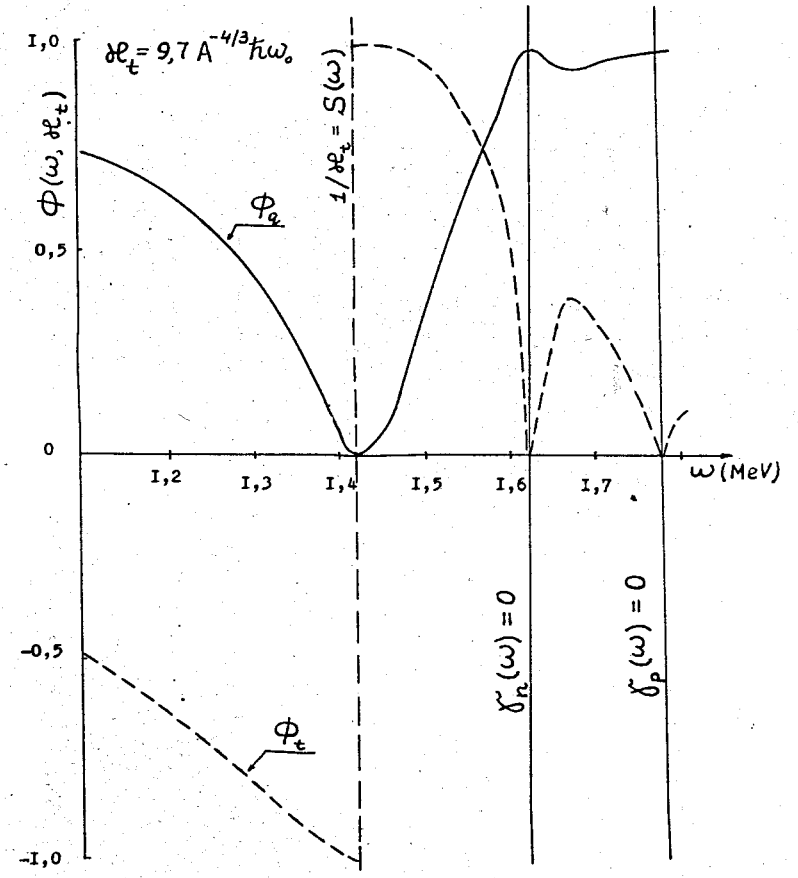


Рис. 3. Амплитуды Φ_q и Φ_t как функции энергии 0^+ -состояния в ядре $\text{Hf } 178$.

Tm^{164}
 $I^+ \begin{matrix} p5231 \\ n5231 \\ e.c. \end{matrix}$

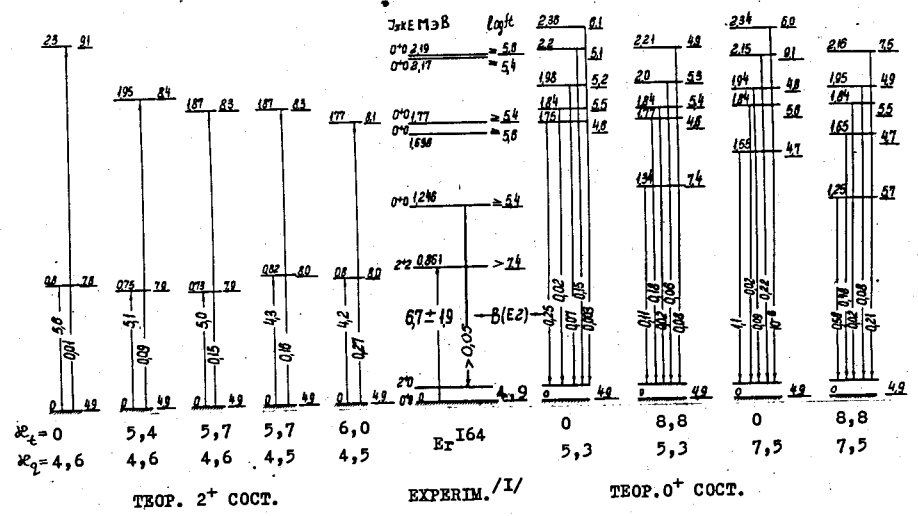


Рис. 4. Экспериментальные и вычисленные энергии, $B(E2)$ и значения $\log ft$ для 0^+ и 2^+ - состояний в ядре Er^{164} .