

C-603

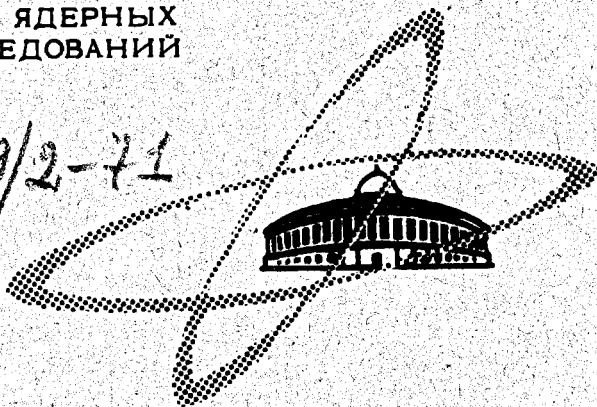
29/III 71

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

929/2-71

P4 - 5583



ЛАБОРАТОРИЯ ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

В.Г. Соловьев

О КОРРЕЛЯЦИЯХ
МЕЖДУ ПРИВЕДЕННЫМИ НЕЙТРОННЫМИ
ШИРИНАМИ Γ_{ni}^0 И ПРИВЕДЕННЫМИ
ПАРЦИАЛЬНЫМИ РАДИАЦИОННЫМИ
ШИРИНАМИ $\Gamma_{\gamma if}^0$ НА РЕЗОНАНСАХ

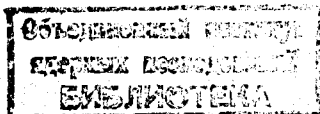
1971

P4 : 5583

В.Г. Соловьев

О КОРРЕЛЯЦИЯХ
МЕЖДУ ПРИВЕДЕННЫМИ НЕЙТРОННЫМИ
ШИРИНАМИ Γ_{ni}^0 И ПРИВЕДЕННЫМИ
ПАРЦИАЛЬНЫМИ РАДИАЦИОННЫМИ
ШИРИНАМИ Γ_{if}^0 НА РЕЗОНАНСАХ

Направлено в "Physics Letters"



1. В ^{/1/} дано общее выражение для волновой функции высоковозбужденного состояния (т.е. состояния с энергией, близкой к энергии связи нейтрона) и вычислены матричные элементы для альфа-и гамма-переходов с высоковозбужденных состояний на основные, однофононные и двухквазичастичные состояния в четных сферических ядрах. Показано, что при альфа- и гамма-распадах участвует сравнительно небольшое число компонент волновой функции высоковозбужденного состояния. Поэтому анализ экспериментальных данных по этим переходам может дать сведения о величинах отдельных компонент волновых функций высоковозбужденных состояний. В ^{/2/} была проиллюстрирована эффективность такого подхода: дано качественное объяснение зависимости силовой функции для α -нейтрона от A без обращения к оптической модели ядра, указаны корреляции между различными процессами и т.д. В ^{/3/} вычислены матричные элементы для $E\lambda$ и $M\lambda$ переходов с высоковозбужденных состояний на основные, двухквазичастичные и однофононные состояния в четных деформированных ядрах и на одноквазичастичные состояния и на состояния квазичастица плюс фонон в нечетных деформированных ядрах.

В данной заметке используем выражения для волновых функций высоковозбужденных состояний и матричные элементы для ЕЛ и МЛ переходов для выяснения вопроса о том, в каких случаях могут иметь место корреляции между приведенными нейтронными ширинами Γ_{n1}^0 и парциальными приведенными радиационными ширинами $\Gamma_{\gamma i}^0$.

2. В качестве примера приведем волновую функцию высоковозбужденного состояния четно-четного ядра ($K^\pi \neq 0^+$).

$$\Psi_1(K^\pi) = \sum_{q_1, q_2} \sum_t b_{K\pi}^{i2t} (q_1 \sigma_1, q_2 \sigma_2) a_{q_1 \sigma_1}^+ a_{q_2 \sigma_2}^+ \Psi_0 +$$

$$+ \sum_{q_1, q_2, q_3, q_4} \sum_{t, t'} b_{K\pi}^{i2t2t'} (q_1 \sigma_1, q_2 \sigma_2, q_3 \sigma_3, q_4 \sigma_4) a_{q_1 \sigma_1}^+ a_{q_2 \sigma_2}^+ a_{q_3 \sigma_3}^+ a_{q_4 \sigma_4}^+ \Psi_0 + \dots$$

В этой формуле даны только малоквазичастичные компоненты, кроме них имеются многоквазичастичные компоненты. Операторы квазичастиц $a_{q\sigma}^+$ связаны с операторами нуклонов $a_{q\sigma}$ соотношением $a_{q\sigma}^+ = u_q a_{q-\sigma}^+ + \sigma v_q a_{q\sigma}$, где u_q, v_q — коэффициенты преобразования Боголюбова. Коэффициенты $b_{K\pi}^i$ определяют вклад соответствующей квазичастичной компоненты, i — номер резонанса с данным значением K^π . Совокупность квантовых чисел, характеризующих одночастичное состояние, обозначена через $(q\sigma)$, $\sigma = \pm 1$. Индекс $t = n$ указывает на нейтронную, $t = p$ — на протонную системы. Через Ψ_0 обозначено произведение квазичастичных вакуумов для нейтронной и протонной систем. Произведения вида $a_{q_+}^+ a_{q_-}^+$ в (1) заменены на операторы фононов парных вибраций $\Omega_z(t)$. Остальные обозначения см. в /1,3/.

3. Корреляция двух процессов, протекающих через одно и то же состояние (например, через i -тый резонанс), имеет место, если основной вклад в оба процесса дают одни и те же компоненты $b_{K\pi}^i$ волновой функции типа (1).

Структура высоковозбужденных состояний является весьма сложной, волновая функция типа (1) имеет большое число отличных от нуля малоквазичастичных и многоквазичастичных компонент. Поэтому корреляции двух процессов, протекающих через один и тот же резонанс, будут встречаться в тех довольно редких случаях, когда определенные малоквазичастичные компоненты играют наиболее важную роль.

Трудно ожидать существования больших корреляций между усредненными по многим резонансам нейтронными и радиационными ширинами, особенно, если радиационные ширины усреднены по многим конечным состояниям.

4. Рассмотрим корреляции между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma if}^0$, когда после захвата нейтрона образуется четно-четное ядро. В случае деформированных ядер

$$\Gamma_{n1}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| \sum_{q_2} b_{K\pi}^{12n}(q_0, q_2) u_{q_2} \right|^2 + \Gamma_{n1}^{00}, \quad (2)$$

где q_0 относится к основному состоянию нечетного N ядра, захватившему нейтрон. Суммирование по q_2 при захвате s -нейтрона проводится по одночастичным уровням среднего поля с $K^\pi = 1/2^+$.

Член Γ_{n1}^{00} связан с более сложным, чем прямой, механизмом захвата. О корреляциях Γ_{n1}^0 с $\Gamma_{\gamma if}^0$ можно говорить в тех случаях, когда роль члена Γ_{n1}^{00} невелика. Поэтому наиболее вероятно существование корреляций Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma if}^0$ в тех ядрах, которые имеют большие значения силовых функций для s -нейтронов.

Матричный элемент $E\lambda$ перехода с высоковозбужденного состояния, описываемого волновой функцией (1), на основное состояние четно-четного деформируемого ядра имеет вид

$$M(E\lambda; K^\pi i \rightarrow 0^+g) = - \sum_{q_1, q_2, \sigma} \sum_t u_{q_1 q_2} \{ \sigma < q_1 + | \Gamma(E\lambda) | q_2 + \rangle \cdot \quad (3)$$

$$b_{K\pi}^{i2t} (q_1 \sigma, q_2 -\sigma) + \langle q_1 + | \Gamma(E\lambda) | q_2 - \rangle b_{K\pi}^{i2t} (q_1 \sigma, q_2 \sigma) \},$$

который просто связан с $\Gamma_{\gamma i f}^0$. Здесь $\langle q \sigma | \Gamma(E\lambda) | q' \sigma' \rangle$ - матричный элемент от электрического мультиполя λ , $u_{q_1 q_2} = u_{q_1} v_{q_2} + v_{q_1} u_{q_2}$. В сумме (3) при $t = n$ имеются члены с $q = q_0$ и с q_2 , для которых $K_2^{\pi 2} = 1/2^+$, т.е. с теми же величинами $b_{K\pi}^i$, что и в (2). Поэтому могут иметь место большие корреляции между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$ в случае E1 переходов на основные состояния. Можно сказать, что именно этот случай является наиболее благоприятным с точки зрения наблюдения больших корреляций между приведенными ширинами $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$.

Представляет большой интерес проанализировать имеющиеся экспериментальные данные по E1 переходам с $I^\pi = 1^-$ резонансов на основные состояния четно-четных ядер для определения корреляций между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$. Благоприятными для изучения таких корреляций являются следующие ядра (после захвата s -нейтрона): ^{78}Se , ^{156}Gd , ^{158}Gd (см. /4/), ^{160}Gd , ^{160}Dy , ^{170}Er , ^{172}Yb , ^{174}Hf , ^{182}Hf , ^{184}W (см. /5/), ^{186}Os , ^{196}Pt (см. /6/), ^{198}Pt , ^{196}Hg , ^{198}Hg , ^{200}Hg (см. /5/), ^{202}Hg , ^{208}Pb , ^{226}Ra и др.

Следует иметь в виду, что (3) содержит также нейтронные члены $(q_1 q_2)$ с $q_1 \neq q_0$, $q_2 \neq q_0$ и двухквaziчастичные протонные члены. Большая роль таких членов в (3) может свести на нет корреляции между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$.

Матричные элементы для гамма-переходов с высоковозбужденных состояний на однофонные и двухквaziчастичные состояния содержат большое число двухквaziчастичных и четырехквaziчастичных компонент

волновой функции типа (1) (см. /1,3/). Приведенные вероятности гамма-переходов с резонансов на однофононные состояния, как правило, должны быть больше таковых для переходов на основные состояния. Пока имеются только данные, полученные в /4/, подтверждающие этот вывод. Если $\Gamma_{\gamma if}^0$ для E1 перехода на основное состояние больше, чем $\Gamma_{\gamma if}^0$ для E1 перехода на вибрационное состояние, то волновая функция соответствующего резонанса имеет большую, чем средняя, двухквaziчастичную нейтронную компоненту (q_0, q_2).

Ввиду того, что в гамма-переходах на однофононные состояния участвует много большее число компонент (1) по сравнению с переходами на основные состояния, то корреляции между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{n i f}^0$ должны быть меньшими при E1 переходах на однофононные состояния по сравнению с E1 переходами на основные состояния. В /7/ наблюдалась большая корреляция в ^{164}Dy между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$ при E1 переходах на ротационные уровни основной и гамма-вибрационной полос. Этот случай представляет, по-видимому, исключение из общего правила, т.к. E1 переходы на ротационную полосу основного состояния являются K - запрещенными.

Корреляции между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$ при E1 переходах на двухквaziчастичные нейтронные состояния ($q q'$) могут иметь место, когда или $q = q_0$ или q' имеет $K^\pi = 1/2^+$. Такие корреляции наблюдались в /7/ в ^{164}Dy для E1 переходов на двухквaziчастичное нейтронное состояние $\pi\pi$ $523\downarrow - 521\downarrow$ с энергией 1987 кэВ и на уровни ротационной полосы. Следует ожидать существования таких корреляций в других ядрах. Поэтому систематическое изучение корреляций между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$ при E1 переходах на двухквaziчастичные нейтронные состояния (q_0, q) представляет большой интерес.

5. Рассмотрим, в каких случаях могут иметь место большие корреляции между $\Gamma_{n i}^0$ и $\Gamma_{\gamma i f}^0$ в нечетных A и нечетно-нечетных

ядрах. В случае нечетного N деформированного ядра (когда S - нейтрон захватывает четно-четное ядро)

$$\Gamma_{n1}^0 = \Gamma_{s.p.}^0 \left| \sum_q b_{\frac{1}{2}}^{in} + (q) u_q \right|^2 + \Gamma_{n1}^{00} \quad (4)$$

Матричные элементы $E\lambda$ и $M\lambda$ переходов с резонансов на одноквазичастичные состояния содержат члены с коэффициентами $b_{k\pi}^{in}(q)$, $b_{k\pi}^{in2t}(q_1, q_2, q_3)$, $b_{k\pi}^{in\Omega_z^{(n)}}(q)$ (см. /3/). Могут быть большие корреляции между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma II}^0$ для K -разрешенных $E1$ переходов на одноквазичастичные состояния в нечетных N ядрах. Однако следует иметь в виду, что члены в матричных элементах $E1$ -переходов, содержащие $b_{k\pi}^{in2t}(q_1, q_2, q_3)$, $b_{k\pi}^{in\Omega_z^{(n)}}(q)$, работают против рассматриваемой корреляции.

Матричные элементы $E1$ переходов с высоковозбужденных состояний на состояния квазичастица плюс фонон содержат много большее число компонент волновой функции типа (1) по сравнению с переходами на одноквазичастичные состояния. Поэтому корреляции между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma II}^0$ при $E1$ переходах на состояния квазичастица плюс фонон должны быть, как правило, меньшими, чем при $E1$ переходах на одноквазичастичные состояния.

Изучение корреляций между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma II}^0$ при переходах на одноквазичастичные состояния представляет большой интерес. Анализ этих корреляций в ряде случаев, например, в /8/ в ^{239}U затруднен из-за отсутствия данных о структуре низколежащих состояний.

В случае нечетно-нечетных ядер могут наблюдаться заметные корреляции между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma II}^0$ для $E1$ переходов на те двухквазичастичные состояния, у которых протон находится на уровне, соответствующем основному состоянию нечетного Z ядра, захватывающего нейтрон; то есть имеет место корреляция между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma II}^0$ для переходов на те же состояния, которые хорошо заселяются в (d,p) реакциях. Поэтому можно говорить о корреляции между $(n\gamma)$ и (d,p) реакциями.

Следует иметь в виду, что матричные элементы $E1$ переходов с резонансов на нейтрон-протонные состояния в нечетно-нечетных ядрах содержат большое число двух- и четырехквaziчастичных компонент (см. (20) в /3/). Поэтому могут быть как благоприятные, так и неблагоприятные случаи для существования корреляций между Γ_{n1}^0 и Γ_{y11}^0 . Например, в ^{170}Tm $E1$ переходы идут на низколежащие двухквaziчастичные состояния с протоном в состоянии $p\ 411\downarrow$ (соответствующим основному состоянию ^{169}Tm). В этом случае следует ожидать большую корреляцию между Γ_{n1}^0 и Γ_{y11}^0 , что и обнаружено в /9/. Наоборот, в ^{176}Lu $E1$ -переходы на низколежащие состояния с $p\ 404\downarrow$ или не идут совсем, или являются K -запрещенными. Поэтому наблюдение корреляций между Γ_{n1}^0 и Γ_{y11}^0 должно быть маловероятным, что согласуется с данными, полученными в /10/.

6. Из-за сложности выражений для волновых функций высоковозбужденных состояний можно говорить только о наиболее благоприятных случаях, в которых могут иметь место большие корреляции между Γ_{n1}^0 и Γ_{y11}^0 . По этим корреляциям можно судить о роли определенных компонент в волновых функциях типа (1).

Случаи отсутствия корреляций можно определить более четко. На основании выражений для Γ_{n1}^0 и матричных элементов $E1$ и $M1$ переходов, приведенных в /1-3/, можно сделать заключение об отсутствии корреляций между Γ_{n1}^0 и Γ_{y11}^0 для следующих гамма-переходов:

а) $M1$ - переходы в сферических ядрах; б) $E1$ и $M1$ - переходы на двухквaziчастичные протонные уровни и на те двухквaziчастичные нейтронные уровни (q_1, q_2) , у которых $q_1 \neq q_0$, $q_2 \neq q_0$ и $K^\pi \neq 1/2^+$ (или $j^\pi \neq 1/2^+$) в четно-четных ядрах; в) $E1$ и $M1$ - переходы на нейтрон-протонные уровни в нечетно-нечетных ядрах, у которых для протона $q_1 \neq q_0$ или для нейтрона q_2 с $K^\pi \neq 1/2^+$.

Представляет интерес проанализировать имеющиеся экспериментальные данные с точки зрения изучения корреляций между Γ_{n1}^0 и $\Gamma_{\gamma n1}^0$ с учетом вышеизложенных соображений. Особенно ценными для такого анализа являются ядра, по которым имеются достаточно полные экспериментальные данные о низколежащих состояниях, полученные из α и β -распадов и кроме них имеются данные из (d, p) - реакций.

В заключение выражаю благодарность Ф. Бечваржу и Ю.П. Попову за плодотворные обсуждения.

Литература

1. В.Г. Соловьев. ЯФ, 13, 48 (1971); препринт ОИЯИ, Е4-5135, Дубна, (1970).
2. В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Е4-5469, Дубна, (1970).
3. В.В. Воронов, В.Г. Соловьев. Препринт ОИЯИ, Р4-5562, Дубна, (1971).
4. Л.С. Данелян, Б.В. Ефимов, С.К. Сотников. ЖЭТФ 58, 456 (1970).
5. E.R. Rae, W.R. Moyer, R.R. Fullwood, J.L. Andrews. Phys.Rev., 155, 1301 (1967).
6. H.E. Jackson, J. Julien, C. Samour, A. Bloch, C. Lopata, J. Morgenstern. Phys.Rev.Lett., 17, 656 (1966).
7. S.F. Mughabghab, R.E. Chrien, O.A. Wasson. Phys.Rev.Lett., 25, 1670 (1970).
8. D.L. Price, R.E. Chrien, O.A. Wasson, M.R. Bhat, M. Beer, M.A. Lone, R. Gravis. Nucl.Phys., A121, 630 (1968).
9. M. Beer, M.A. Lone, R.E. Chrien, O.A. Wasson, H.R. Muether. Phys.Rev.Lett., 20, 340 (1968).
10. O.A. Wasson, R.E. Chrien. Phys.Rev., C2, 675 (1970).

Рукопись поступила в издательский отдел

20 января 1971 года.