

**ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ
ДУБНА**

В 253

P4-88-161

А.И.Вдовин, В.В.Воронов, В.Ю.Пономарев

**ГАММА-РАСПАД
ВЫСОКОВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЙ**

Направлено в Оргкомитет 38 Совещания
по ядерной спектроскопии и структуре
атомного ядра, г.Баку, апрель 1988 г.

1988

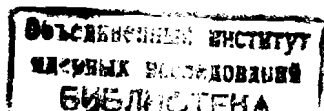
Интенсивное изучение высоковозбужденных ядерных состояний в различных реакциях привело к накоплению обширного экспериментального материала об интегральных характеристиках гигантских и одночастичных резонансов /1-5/. Теоретические исследования таких резонансов привели к заключению, что основную роль в их затухании играет связь простых конфигураций со сложными /6-11/, причем наиболее существенной является связь с низколежащими коллективными модами /6, 11/. Несмотря на многочисленные эксперименты последнего десятилетия существует большая неопределенность при извлечении интегральной силы состояний, обусловленная произволом при определении фона. Кроме того, реакции неупругого рассеяния частиц на ядрах дают в основном сведения о простых конфигурациях, формирующих высоковозбужденные состояния. Поэтому для исследования тонкой структуры таких состояний и роли в их формировании сложных компонент волновых функций необходимо изучать парциальные каналы распада высоковозбужденных состояний. Проблему фона можно устранить, используя эксперименты с регистрацией на совпадения конечных продуктов реакции. Некоторые примеры такого сорта экспериментов можно найти в /2, 3/. Весьма перспективным методом изучения структуры высоковозбужденных состояний является регистрация на совпадение с неупруго рассеянной γ -квантов. Так как при γ -распаде доминируют дипольные электрические переходы, фиксируя конечные состояния, можно отбирать высоколежащие состояния с определенными значениями спинов и четности.

Первые эксперименты по изучению γ -распадов гигантского изоскалярного квадрупольного резонанса в ^{208}Pb /12-14/ и высоколежащих дырочных состояний /15, 18/ наглядно продемонстрировали возможности такой методики.

Настоящая работа посвящена анализу вышеупомянутых экспериментальных данных на основе микроскопических расчетов с целью выяснения структурных особенностей гигантских резонансов и высоколежащих дырочных состояний.

Все расчеты выполнены в рамках квазичастично-фононной модели /КФМ/, подробное описание которой можно найти в /17, 18/.

Наше обсуждение мы начнем с гигантского квадрупольного резонанса /ГКР/. Согласно систематике экспериментальных данных по возбуждению изоскалярного ГКР его энергия $E_x \sim 63 A^{-1/3}$ МэВ, истощение изоскалярного энергетически взвешенного правила



сумм /ЭВПС/ составляет 50-100%. Известные энергии изовекторных ГКР согласуются с величиной $E_x \sim 110 A^{-1/3}$ МэВ.

Результаты вычислений силовой функции $b(E_2, \eta)$ в ^{208}Pb , полученные с учетом связи одно- и двухфонных состояний, и недавние экспериментальные данные из реакции $^{208}\text{Pb}(e, e'n)^{19/}$ показаны на рис.1. Как видно из рисунка, расчеты хорошо воспроизводят распределение E2-силы в области ГКР. Интегральные характеристики E2- и E4-резонансов для ^{208}Pb приведены в таблице. Ширины резонансов рассчитывались по стандартной формуле для Гауссовского распределения $^{18/}$.

Таблица. Интегральные характеристики E2- и E4-резонансов в ^{208}Pb

J^π	Эксперимент			Теория		
	E_x , МэВ	Γ , МэВ	ЭВПС, %	E_x , МэВ	Γ , МэВ	ЭВПС, %
2^+	10,5÷10,9	2,4÷3,0	60÷80	10,6	3,1	67
4^+	~ 10,9	~ 4,0	10÷30	10,9	3,2	16

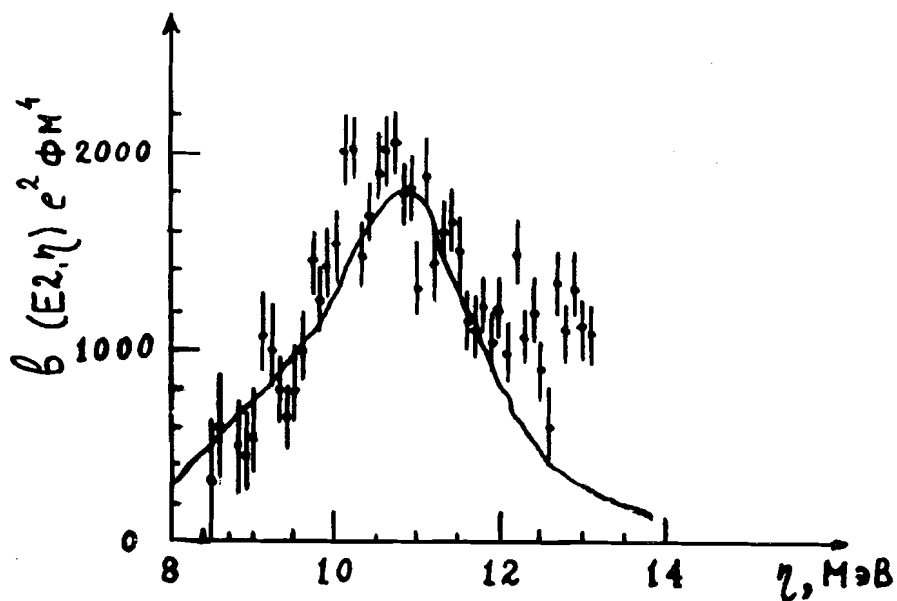


Рис.1. Силовая функция E2-переходов из основного состояния на состояния ГКР в ^{208}Pb . /Сплошная кривая - расчеты КФМ, точки - экспериментальные данные $^{19/}$.

В экспериментах $^{2/}$ обнаружено, что в области локализации изоскалярного ГКР также находится гексадекапольный резонанс, исчерпывающий 10÷30 % ЭВПС. Наши расчеты показывают, что для E4-резонанса $E_x = 10,9$ МэВ, $\Gamma = 3,2$ МэВ и исчерпывание ЭВПС 16%.

Хуже изучены экспериментально изовекторные мультипольные резонансы. В ^{208}Pb изовекторный квадрупольный резонанс $^{2/}$ лежит при энергии 21,5 МэВ и исчерпывает 80% ЭВПС. Наши расчеты дают $E_x = 21,9$ МэВ и исчерпывание ЭВПС 81%. Интересно отметить, что наши расчеты с сепарабельными силами для характеристик ГКР дают результаты, весьма близкие к полученным в расчетах, использующих взаимодействие Ландау - Мигдала. В работе $^{20/}$ для ГКР в ^{208}Pb получено, что он сконцентрирован при энергии $E_x = 10,6$ МэВ и имеет интегральную силу $B(E2) = 1010 e^2 \text{fm}^4$. Расчеты КФМ дают для $B(E2) = 1029 e^2 \text{fm}^4$. Наряду с характеристиками ГКР в КФМ успешно описываются энергии и вероятности переходов для низколежащих коллективных уровней $^{18/}$ ^{208}Pb . Правильное описание интегральных характеристик позволяет надеяться и на правильное описание парциальных ширин γ -распада на низколежащие состояния.

Выбрав волновые функции в виде суперпозиции одно- и двухфонных состояний, можно рассчитывать приведенные вероятности электромагнитного перехода мультипольности λ :

$$B(\lambda, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \sum_{M_i, M_f, \mu} |\langle J_f M_f | M(\lambda \mu) | J_i M_i \rangle|^2.$$

Здесь $M(\lambda \mu)$ - оператор электромагнитного перехода. Приведенные вероятности непосредственным образом связаны с парциальными γ -ширинами. Например, для E1-переходов мы имеем

$$\Gamma_{if}(E1, E_\gamma) = 1,05 \cdot E_\gamma^3 \cdot B(E1, J_i \rightarrow J_f) \text{ эВ},$$

где $E_\gamma = E_i - E_f$ и выражается в единицах МэВ, а $B(E1)$ - в единицах $e^2 \text{fm}^2$. Используя вышеприведенные формулы, мы рассчитали парциальные γ -ширины распадов изоскалярного и изовекторного квадрупольного резонансов в ^{208}Pb на ряд низколежащих уровней. Диаграммы, описывающие γ -распад ГКР, показаны на рис.2.

Кроме того, мы вычислили ширины распадов изоскалярных E2- и E3-резонансов в ^{90}Zr . Энергии уровней и ширины γ -распадов изоскалярного /T = 0/ и изовекторного /T = 1/ E2-резонансов в ^{208}Pb показаны на рис.3. Как видно из этого рисунка, изоскалярный E2-резонанс имеет маленькую ширину $\Gamma = 3,6$ эВ для распада на первое коллективное состояние. Как отмечалось в ра-

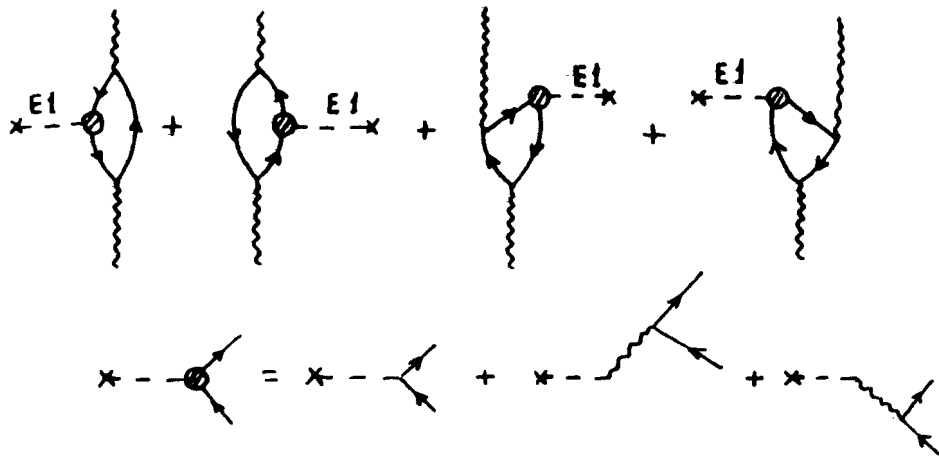


Рис.2. Диаграммное представление матричных элементов E1-распада изоскалярного E2-резонанса на низколежащий уровень 3^- .

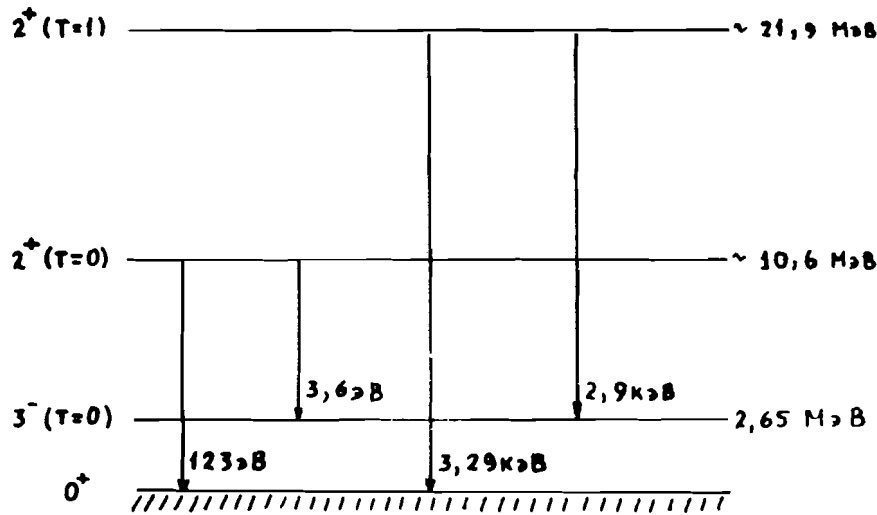


Рис.3. Гамма-распад квадрупольных резонансов с $T = 0, 1$ в ^{208}Pb .

ботах ²⁰⁻²², это имеет простое объяснение. При E1-переходах между коллективными изоскалярными состояниями происходит деструктивная интерференция нейтронных и протонных матричных элементов, дающих вклад в ширину такого перехода. Кроме того, имеет место уменьшение эффективного заряда из-за дипольной по-

ляризуемости остова. Для γ -переходов с учетом дипольной поляризуемости, что соответствует возбуждению в КФМ двухфоновных состояний, включающих гигантский дипольный резонанс, имеет место простое правило. E1-переходы с энергией, большей дипольного резонанса, усиливаются, а с меньшей - ослабляются ²². Поэтому γ -переходы с изовекторного резонанса должны быть заметно усилены за счет дипольных переходов из-за примесей состояний гигантского дипольного резонанса. Кроме того, при E1-переходах между изоскалярными и изовекторными однофоновными состояниями имеется усиление из-за когерентного вклада нейтронных и протонных матричных элементов. Как видно из рис.3, ширина E1-перехода на уровень 3_1^- практически такая же, как и для перехода в основное состояние. В других теоретических расчетах ²⁰ эта ширина получается даже несколько большей, чем у нас.

Наличие усиления E1-переходов из изовекторного E2-резонанса открывает новые возможности его исследования в реакциях ($p, p'\gamma$) и ($e, e'\gamma$).

Обсудим более подробно распад изоскалярного квадрупольного резонанса. В наших расчетах мы получаем для отношения ширины γ -распада в основное состояние к полной ширине $\Gamma_{\gamma_0} / \Gamma_{\text{tot}} = 4 \cdot 10^{-5}$ для ^{208}Pb и $\Gamma_{\gamma_0} / \Gamma_{\text{tot}} = 1,5 \cdot 10^{-5}$ для ^{90}Zr . Эти величины, извлеченные из экспериментальных спектров в предположении 100% исчерпывания правила сумм, равны для ^{208}Pb $\Gamma_{\gamma_0} / \Gamma_{\text{tot}} = 8,62 \cdot 10^{-5}$, а для ^{90}Zr $\Gamma_{\gamma_0} / \Gamma_{\text{tot}} = 4,6 \cdot 10^{-5}$. С учетом того, что у нас исчерпывается в ^{208}Pb и ^{90}Zr 67% и 50% ЭВПС соответственно, а экспериментальные данные в настоящий момент имеют неопределенность порядка 50-60%, теория согласуется с экспериментом. Следует отметить, что различные теоретические расчеты исчерпывания ЭВПС дают результаты, близкие к полученным нами, и в целом неплохо воспроизводят данные из реакций неупругого рассеяния адронов и легких ионов.

Как мы уже отмечали выше, в ^{208}Pb в области изоскалярного ГКР находится E4-резонанс, с которого также идут E1-переходы на уровень 3_1^- . Для них мы получили $\Gamma_{\gamma} = 13$ эВ. Для переходов на уровень 5_2^- с энергией возбуждения γ_4 МэВ расчет дает $\Gamma(4^+ \rightarrow 5^-) = 60$ эВ. Если принять за единицу интенсивность γ -переходов из изоскалярного ГКР в основное состояние, то для переходов на уровень 3_1^- в ^{208}Pb наши расчеты дают величину 0,03 для относительной интенсивности и 0,49 для перехода на уровень 5_2^- . Эксперимент дает для этих величин значения $0,04 \pm 0,04$ и $0,025 \pm 0,5$ соответственно. Конечно, необходимо повышение точности экспериментальных данных и более полный теоретический анализ.

В ^{90}Zr для E1-переходов из изоскалярного ГКР на уровень 3_1^- мы получаем $\Gamma_\gamma = 2,1$ эВ, а для распада изоскалярного высоколежащего оккупольного резонанса теория предсказывает величину $\Gamma_\gamma = 0,5$ эВ. Как и в ^{208}Pb , E1-переходы между изоскалярными состояниями заметно подавлены по причинам, указанным выше.

Другим примером γ -распада высоковозбужденного состояния является распад глубоких дырочных состояний в A-нечетных ядрах ^{15, 16}. В работе ²³ были рассмотрены γ -переходы из области, где сосредоточена основная сила подболочки $1g_{9/2}$, т.е. с состояний с $J^\pi = 9/2^+$, находящихся в области энергий возбуждения $E_x = 4-6$ МэВ, ядра ^{111}Sn на основное и нижайшие возбужденные состояния $11/2_1^-$ и $5/2_1^+$ этого ядра. В согласии с экспериментом теория дает для них значения $C_{J_f}^2$ больше 0,9. При расчете γ -распадов наряду с переходами между одноквазичастичными компонентами необходимо учитывать вклад от переходов, идущих через конфигурации типа "квазичастица @ фонон", для правильного учета которых необходимо принимать во внимание и более сложные компоненты "квазичастица @ 2 фонона". Именно такие сложные компоненты определяют фрагментацию компонент "квазичастица @ фонон", без которых нельзя получить правильного распределения по энергии силы γ -переходов.

Перейдем к результатам расчетов ²³. Распределение силы подболочки $1g_{9/2}$ в ^{111}Sn , получаемое в КФМ, весьма близко к распределению интенсивности γ -лучей из реакции $^{112}\text{Sn}({}^3\text{He}, \alpha\gamma)$ ¹⁶ для переходов на основное состояние. Однако, как показано в ²³, из этого совпадения нельзя сделать однозначное заключение о механизме γ -распада дырочного состояния. На рис.4 в относительных единицах показаны сечения реакции $^{112}\text{Sn}({}^3\text{He}, \alpha\gamma)$, измеренные двумя экспериментальными группами и рассчитанные в КФМ. Штриховая линия на рис.4в соответствует учету M1-переходов только между одноквазичастичными компонентами. Как видно из рис.4, расчеты в целом правильно воспроизводят концентрацию силы γ -переходов в районе 4 МэВ. Для успешного описания низкоэнергетической части спектра необходимо учитывать вклад в переходы через компоненту "квазичастиц @ фонон". Это обусловлено тем, что в M1-переходе в основное состояние имеет место сильная деструктивная интерференция между одночастичной и "коллективной" компонентами перехода.

На основе проведенного анализа можно заключить, что исследование γ -распада высоковозбужденных состояний позволяет получать новую информацию о сложных компонентах волновых функций и заметно расширяет возможности их изучения.

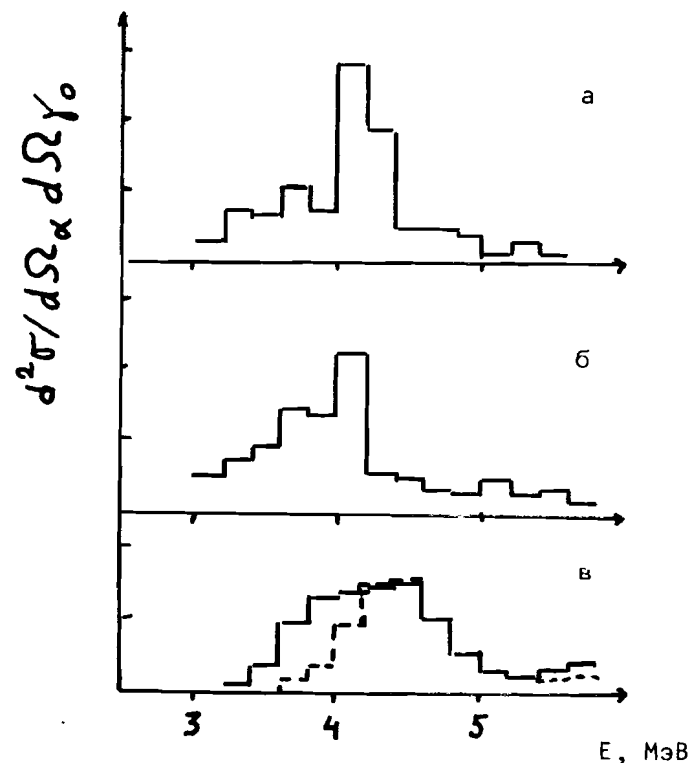


Рис.4. Сечения $d^2\sigma/d\Omega_\alpha d\Omega_\gamma$ для реакции $^{112}\text{Sn}({}^3\text{He}, \alpha\gamma)$ в относительных единицах: а/ экспериментальные данные ¹⁵, б/ экспериментальные данные ¹⁶, в/ расчеты КФМ ²³.

ЛИТЕРАТУРА

1. Goeke K. J. Speth. - Ann.Rev.Nucl. Part. Sci., 1982, v. 32, p.65.
2. Van der Woude A. Preprint KVI-583, Groningen, 1985
3. Harakeh M.N. Preprint KVI-571, Groningen, 1985.
4. Gales S. et al. - Phys.Rev., 1985, v.C31, p.94.
5. Langevin-Joliot H. Preprint IPNO-DRE 87-42, Orsay, 1987
6. Soloviev V.G. et al. - Nucl.Phys., 1977, v.A288, p.376.
7. De Haro R. et al. - Nucl.Phys., 1982, v.A388, p.265.
8. Bertsch G. et al. - Rev.Mod.Phys., 1983, v.55, p.287.
9. Wambach J. et al. - Nucl.Phys., 1982, v.A380, p.285.
10. Ткачев В.Н., Камерджиев С.П. - ЯФ, 1985, т.42, с.832.
11. Воронов В.В. и др. - ЯФ, 1984, т.40, с.683.

12. Bertrand F.E. et al. - J.De Physique, 1984, v.45, p.C4-99.
13. Bertrand F.E. et al. - Proc.Int.Sym. on Nucl. Spectr. and Nucl.Interactions, Osaka, Japan, 1984.
14. Bertrand F.E. et al. In: Weak and Electromagnetic Interactions in Nuclei, ed. H.V. Klapdor, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1986.
15. Sakai H. et al. - Nucl.Phys., 1985, v.A441, p.640.
16. Azaiez F. et al. - Nucl.Phys., 1985, v.A444, p.373.
17. Вдовин А.И., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.237.
18. Воронов В.В., Соловьев В.Г. - ЭЧАЯ, 1983, т.14, с.1381.
19. Bolme G.O. et al. Preprint P/87/11/201, University of Illinois, 1987.
20. Speth J. et al. - Phys.Rev., 1985, v.C31, p.2310.
21. Bohr A., Mottelson B.R. Nuclear Structure vol.2, Benjamin, New York, 1975.
22. Bortignon P.F. et al. - Phys. Lett., 1984, v.148B, p.20.
23. Ponomarev V.Yu. et al. - Phys.Lett., 1987, v.183B, p.237.

Рукопись поступила в издательский отдел
4 марта 1988 года.

Вдовин А.И., Воронов В.В., Пономарев В.Ю. P4-88-161
Гамма-распад высоковозбужденных состояний

В рамках квазичастично-фононной модели рассчитаны парциальные ширины гамма-распадов квадрупольного резонанса ^{208}Pb и глубоколежащего дырочного состояния $1g_{9/2}$ в ^{114}Sn на низколежащие состояния этих ядер. Сделан вывод о важной роли сложных конфигураций в волновых функциях для правильного описания распадных свойств высоковозбужденных состояний.

Работа выполнена в Лаборатории теоретической физики ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1988

Перевод О.С.Виноградовой

Vdovin A.I., Voronov V.V., Ponomarev V.Yu. P4-88-161
Gamma-Decay of Highly Exited States

The gamma-decay partial widths of the giant quadrupole resonances of ^{208}Pb and deep-lying hole $1g_{9/2}$ state of ^{114}Sn are calculated within the quasiparticle-phonon model. It can be concluded that the complex configurations of the wave functions are very important for a correct description of decay properties of highly excited nuclear states.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1988