

168208994

ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АН УССР



Препринт КИЯИ-81-19

Г.М.Гуревич, В.М.Мазур

**ЭВОЛЮЦИЯ ШИРИНЫ ГИГАНТСКОГО
E1-РЕЗОНАНСА В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ**

КИЕВ-1981

Г.М.Гуревич, В.М.Мазур

ЭВОЛЮЦИЯ ШИРИНЫ ГИГАНТСКОГО ЕД-РЕЗОНАНСА
В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Проведен анализ характера эволюции ширины Γ гигантского дипольного резонанса в широкой области ядерных масс. Получены полуэмпирические соотношения, хорошо описывающие величину и изменение ширины Γ в районе $100 < A < 240$.

An analysis is carried out for evolution character of width Γ of the giant dipole resonance in the wide range of nuclear masses. The obtained semiempirical relations will describe the value and change of Γ widths in the $100 < A < 240$ range.

Widths Evolution of the Giant π I-Resonance in
Heavy Nuclei

G.M.Gurevich, V.M.Mazur

Печатается по постановлению Ученого совета
Института ядерных исследований АН УССР

АКАДЕМИЯ НАУК УССР

УДК 539.171.

Г.М.Гуревич, В.М.Мазур

ЭВОЛЮЦИЯ ИВРИИ ГИГАНТСКОГО ВІ-РЕЗОНАНСА
В ТЯЖЕЛЫХ ЯДРАХ

Киев, Институт ядерных исследований, 1981

Ключевые слова:

фотоядерные реакции, полное сечение, гигантский резонанс, тяжелые ядра, энергетическая зависимость;

photoneuclear reactions, total cross sections, giant resonance, heavy nuclei, energy dependence.

Главной особенностью сечений поглощения гамма-квантов ядрами является гигантский дипольный резонанс (ГР). Исследование и объяснение природы гигантского Е1-резонанса в значительной мере способствовало развитию различных модельных представлений о ядерной структуре, механизмах возбуждения ядер и т.д. Важной характеристикой гигантского дипольного резонанса является его ширина Γ . Существующие модели не дают достаточно однозначного и полного объяснения происхождения и величины этого параметра, чем в значительной степени объясняется неослабевающий интерес к проблеме ширины ГР. Трудности теоретического описания ширины и их эволюция с изменением масс ядер A привели к попыткам описать ширину Γ в рамках полуфеноменологического подхода.

Изучение ширины гигантского дипольного резонанса требует систематического экспериментального измерения полных сечений поглощения гамма-квантов для максимального количества ядер и накладывает довольно высокие требования на точность измерений. Поэтому при анализе экспериментальных ширины в настоящей работе использовались данные по сечениям фотопоглощения для ядер с $A \gg 100$, полученные методом суммирования парциальных фотонейтронных сечений в ходе систематических измерений на пучках квазимонохроматических фотонов от аннигиляции позитронов на лету в Сакле и Ливерморе /1,2/, а также сечения, измеренные методом поглощения в условиях хорошей геометрии в ИЯИ АН СССР /3-6/. Поскольку сечения фотопоглощения, полученные методом суммирования парциальных фотонейтронных сечений на пучках тормозного излучения, могут иметь значительные

(+1 MeV) ошибки /1/, то при анализе экспериментальных данных они не использовались.

Наиболее точные экспериментальные данные по ширинам Е1 гигантских резонансов ядер с $A > 60$ приведены на рис.1. На этом рисунке и на всех последующих точками (.) нанесены данные, полученные в Сакле, треугольниками (Δ) - в Ливерморе и кружками (o) - в ИЯИ АН СССР.

На рис.1 для сравнения приведена зависимость от A оболочечной поправки к гладкому закону распределения атомных масс (K), взятая из работы /7/. Как видно из рис.1, характер изменения $\Gamma = f(A)$ имеет весьма сложный вид и сильно зависит от степени заполнения ядерных оболочек. Сравнение рис.1а и 1б указывает на сильную корреляцию в характере изменения $K(A)$ и $\Gamma(A)$.

Попытки описать ширину $\Gamma = f(A)$ в рамках гидродинамической модели были предприняты в ряде работ /8-10/. Так, например, Ауэрбах и др. /8/ и Хассе и др. /9/ ввели в модель ядерную вязкость. Результаты их расчета приведены на рис.1б. Из рисунка видно, что величины и характер изменения расчетных ширин $\Gamma = f(A)$ существенно отличаются от экспериментальных данных. Однако необходимо отметить, что учет оболочечных поправок мог бы в этом случае существенно улучшить согласие расчета с экспериментом.

Что касается микроскопических расчетов, то хотя в них и имеется заметный прогресс /11/, вычислительные трудности позволили получить расчетные данные для весьма ограниченного числа тяжелых ядер с замкнутыми оболочками /12/.

С точки зрения различных современных теорий гигантского резонанса ширина Γ дипольного перехода обусловлена несколькими процессами и, следовательно, имеет несколько составляющих. Во-первых, это прямая распадная ширина Γ^* , связанная с распадом дипольного состояния в непрерывный спектр. Во-вторых, как показывают расчеты по динамической коллективной модели, учет связи дипольных осцилляций с движением поверхности ядра приводит к расщеплению дипольной силы в некотором энергетическом интервале. Это расщепление по промежуточным коллективным дипольным состояниям приводит к дополнительному уширению дипольного резонанса $\Delta\Gamma$. В-третьих, каждое дипольное состояние имеет ширину затухания $\Gamma^{\text{д}}$ обусловленную взаимодействием простого коллективного $\Gamma_p - 2h$ дипольного состояния с состояниями более сложной природы $2p - 2h$, $3p - 3h$ и т.д. Основную роль при этом играет связь дипольного состояния типа частица-дырка ($\Gamma_p - 1h$) с состояниями $2p - 2h$. Ширина зату-

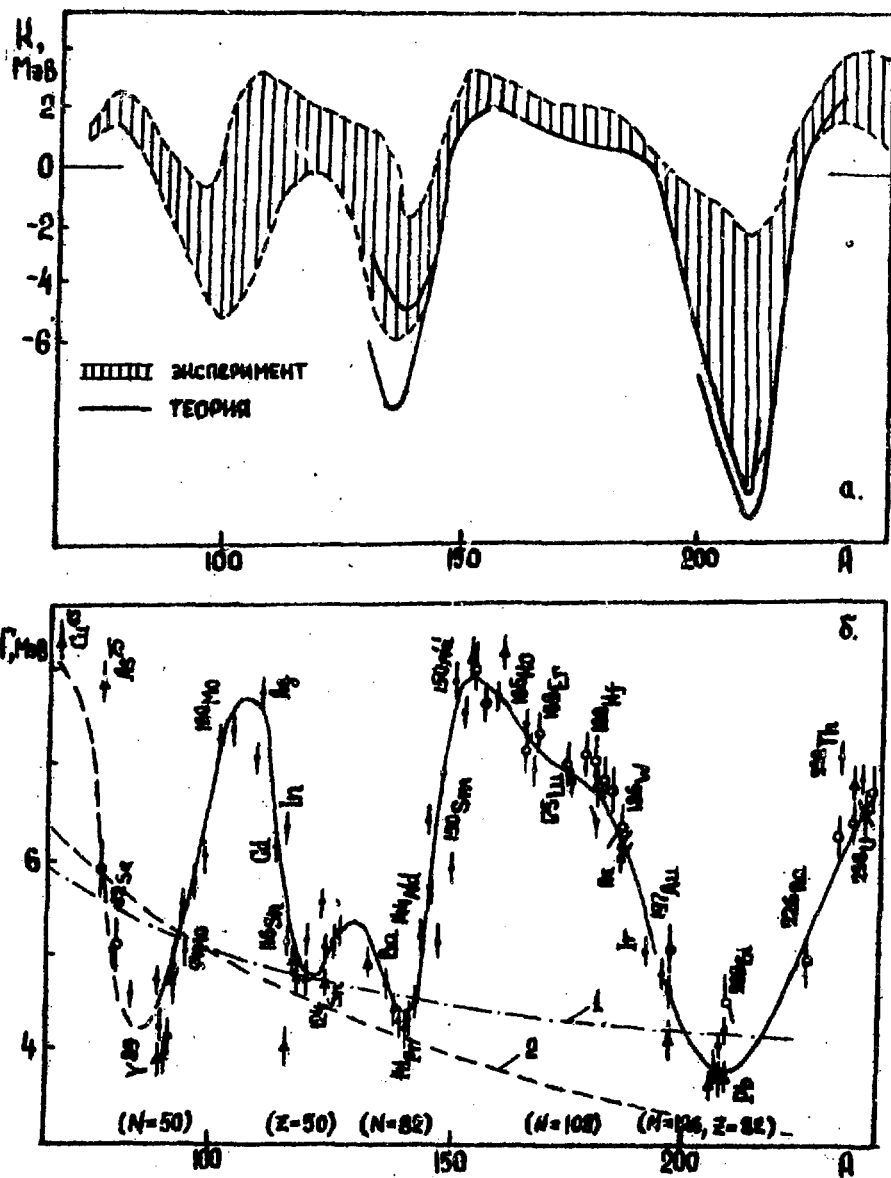


Рис. I. Сравнение характера изменения ширины гигантского дипольного резонанса Γ и оболочечной поправки к гладкому закону распределения масс ядер K в области $100 < A < 240$: а - зависимость оболочечной поправки от A ; б - эволюция ширины гигантского резонанса $\Gamma(A)$. Штриховыми линиями указаны результаты расчетов ширины $\Gamma(A)$ проведенные Ауэрбахом и др. (1), Хассе и др. (2)

хания первоначально возбужденного состояния непосредственно связана с состояниями типа две частицы - две дырки и определяется выражением /I/:

$$\Gamma = 2\pi |\langle \Psi_c | V | \Psi_d \rangle|^2 \rho(E), \quad (I)$$

где $\rho(E)$ - плотность $2p - 2h$ состояний, V - потенциал двухчастичного остаточного ядерного взаимодействия, $|\Psi_d\rangle$ - состояние гигантского ЕI-резонанса, $|\Psi_c\rangle$ - состояние $2p-2h$ (усреднение проведено по С).

Таким образом, как справедливо отмечается в работе /I/, если предположить, что в возбужденном ядре ширина Γ^\downarrow одинакова для всех основных дипольных переходов, исчерпывающих большую часть соответствующего правила сумм, то полная ширина гигантского резонанса Γ для сферических ядер определяется следующим феноменологическим выражением:

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow + \Delta\Gamma.$$

При переходе от сферических ядер с замкнутыми оболочками к деформированным ядрам наблюдается дополнительное уширение гигантского резонанса $\Delta\Gamma_\beta$. Этот факт нашел свое объяснение в статической коллективной модели. Как предложили Данос и Окамото /13,14/, гигантский резонанс в аксиально-симметричном деформированном ядре представляет собой суперпозицию простых состояний, описываемых лоренцевыми кривыми. Низкоэнергетическое состояние $|\Psi(\Delta K=0)\rangle$ с энергией E_1 соответствует дипольным колебаниям вдоль оси симметрии ядра, высокоэнергетическое состояние $|\Psi(\Delta K=1)\rangle$ с энергией E_2 - колебаниям вдоль поперечных осей ядерного эллипсоида. Дополнительное уширение резонанса $\Delta\Gamma_\beta$ пропорционально сдвигу резонансов относительно друг друга $\Delta\Gamma_\beta \sim \Delta E$, где $\Delta E = E_2 - E_1$.

Рассматривая распадную ширину Γ^\downarrow , Данос и Грейнер /11/ предположили, что ее можно аппроксимировать энергетической зависимостью типа $\Gamma^\downarrow = \Gamma_0 E^g$, где E - энергия дипольного перехода, а Γ_0 и g -параметры, и нашли, что $g = 1.8 \pm 0.3$.

Левис /15/, изучая энергетическую зависимость уширения резонансов для высокоэнергетических коллективных возбуждений и рассматривая случай гигантского дипольного резонанса в предположении, что уширение $Ip - Ih$ - состояний является суммой ширины отдельных частичных и дырочных состояний, получил, что ширина Γ дается соотношением типа $\Gamma^\downarrow = a \cdot E^2$. При этом коэффициент a определялся аппроксимацией экспериментальных данных.

С целью определения параметра α в упомянутом соотношении нами рассмотрена группа жестких ядер, для которых вкладом $\Delta \Gamma$ можно пренебречь. Для этого аналогично работе /1/, с учетом полученных новых данных /3-6/, проанализирован характер энергетической зависимости ширины дипольных состояний $|\Psi(\Delta K=0)\rangle$ и $|\Psi(K=1)\rangle$ группы сильно деформированных ядер. При этом также было учтено, что для тяжелых ядер прямая распадная ширина Γ^f мала, и ее можно пренебречь /16/.

Анализ экспериментальных данных проводился методом наименьших квадратов. Результат аппроксимаций приведен на рис. 2. Пунктирной линией изображена полученная зависимость вида

$$\Gamma^f = (0,0198 \pm 0,005) \cdot E^2 \text{ (МэВ)}. \quad (3)$$

Как уже упоминалось, в рамках статической коллективной модели Даноса и Окамото /13,14/ было показано, что увеличение ширины Γ деформированных ядер пропорционально параметру деформации β . Расчеты Хубера и др. /17/ по динамической коллективной модели также показывают, что при отсутствии связи дипольных и квадрупольных колебаний гамильтониан взаимодействия линейно пропорционален произведению $E \cdot \beta$. Из сказанного непосредственно следует, что в феноменологическое выражение, описывающее эволюцию ширины Γ , в качестве параметра должно входить значение ядерной деформации β .

В свою очередь, в качестве параметра, характеризующего расщепление дипольной силы по промежуточным дипольным состояниям, обусловленное дипольно-квадрупольным взаимодействием ($\Delta \Gamma$), может быть выбрана энергия низколежащих 0^+ уровней бета-вибрационной полосы E_β^{0+} . Значения E_β^{0+} хорошо известны для всех изучаемых ядер /18/. В то же время этот параметр достаточно универсален и может быть использован при рассмотрении эволюции ширины гигантского β -резонанса как сферических ядер, так и ядер, характеризующихся ротационным спектром низкоэнергетических возбуждений.

На рис. 3 проведено сравнение поведения ширины Γ и величины $(1/E_\beta^{0+})^{-2}$ (сплошные линии) в области $A=100-150$. Видно, что они хорошо коррелируют друг с другом: величина $(1/E_\beta^{0+})^{-2}$ так же, как и Γ , максимальна для переходных мягких ядер и минимальна для ядер с заполненными оболочками или близких к ним. Необходимо также отметить, что величина $(1/E_\beta^{0+})^{-2}$ минимальна для жестких сильнодеформированных ядер.

Учитывая вышеизложенное, часть полной ширины $\Gamma-\Gamma^f$ можно выра-

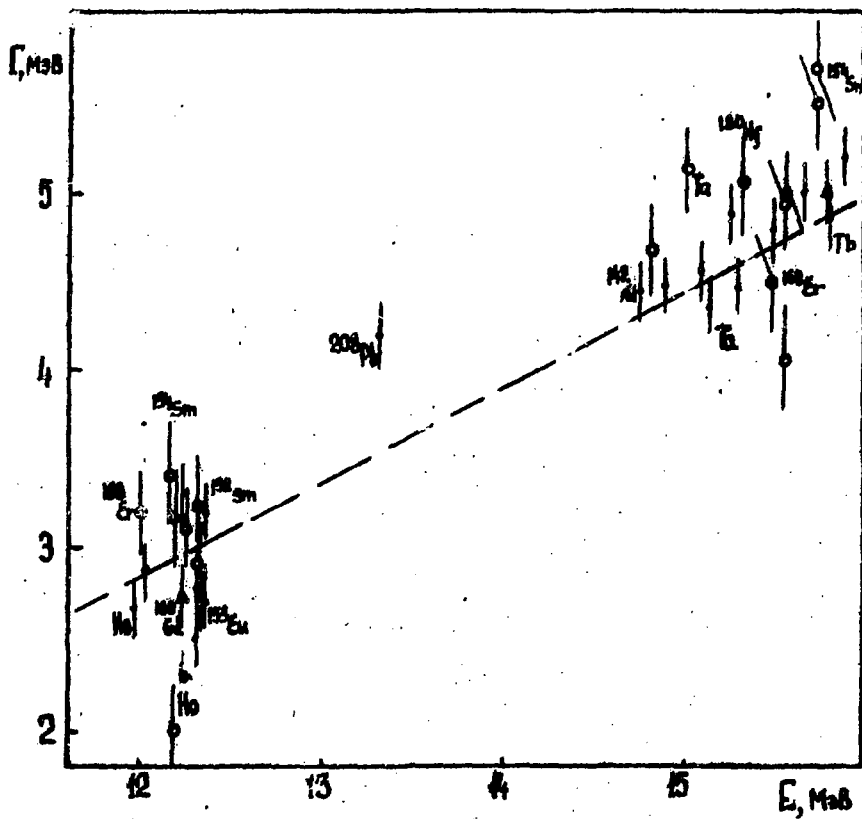


Рис.2. Зависимость ширины затухания дипольного состояния Γ^d от энергии. Штриховой линией указана зависимость вида $\Gamma^d = 0,0198 E^2$

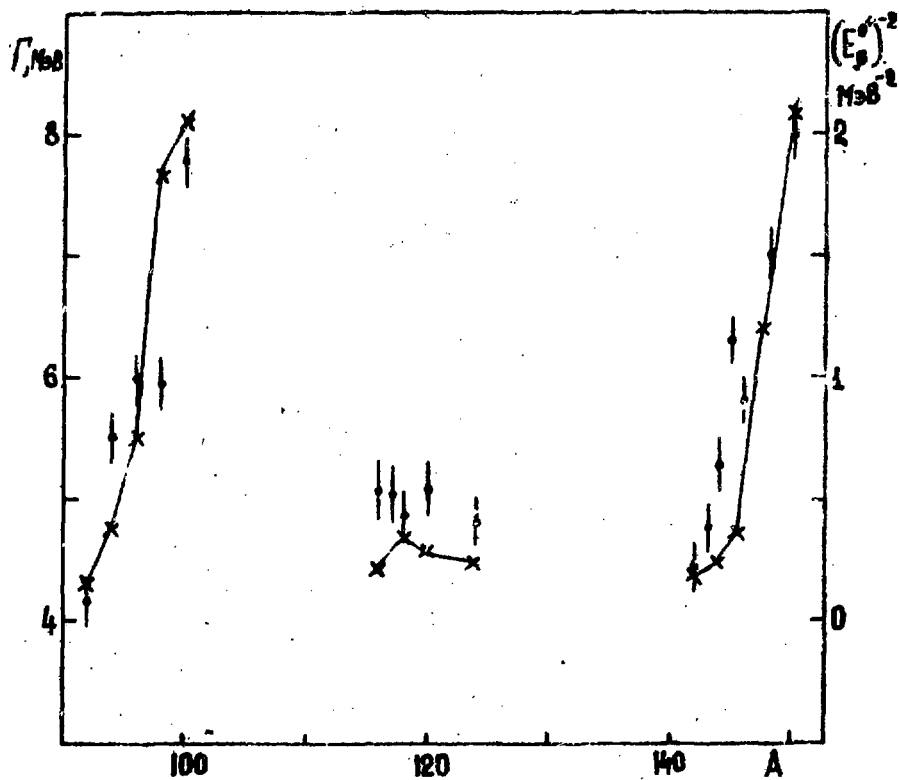


Рис. 3. Корреляция экспериментальных значений ширины Γ с величинами $(1/E_\beta^{0+})^{-2}$. Крестиками (x) нанесены значения $(1/E_\beta^{0+})^{-2}$.

зить следующим образом:

$$\Gamma - \Gamma^{\dagger} = A \cdot \beta + B \cdot (E_{\beta}^{0+})^{-2}, \quad (4)$$

где A и B константы, определяемые путем аппроксимации экспериментальных данных.

В работе / 1 / приведено полуэмпирическое выражение для описания ширины гигантского ЕI-резонанса для сферических ядер в интервале масс $100 \leq A \leq 150$. Полученный к настоящему времени экспериментальный материал /3-6/ позволил расширить область исследования также и на деформированные ядра и провести феноменологический анализ эволюции ширины Γ для ядер с $A > 150$. В результате аппроксимации экспериментальных данных для тяжелых ядер соотношениями (3), (4), получены следующие два эквивалентных выражения, описывающие эволюцию ширины ЕI-гигантского резонанса в области $A > 150$:

$$\Gamma = (0,019 \pm 0,005) E^2 + (0,69 \pm 0,01) E \cdot \beta + (0,44 \pm 0,04) \cdot (E_{\beta}^{0+})^{-2} \text{ (МэВ)}, \quad (5)$$

$$\Gamma = (0,019 \pm 0,005) E^2 + (10,0 \pm 0,18) \cdot \beta + (0,44 \pm 0,04) \cdot (E_{\beta}^{0+})^{-2} \text{ (МэВ)}. \quad (6)$$

Поскольку экспериментальные значения энергии дипольного резонанса E , полученные в различных лабораториях для одних и тех же ядер, имеют заметный разброс, значение энергии рассчитывалось по формуле /19/:

$$E = c_1 \cdot A^{-1/3} \cdot (1 - e^{-A/A_0}) + c_2 \cdot A^{-1/3} \cdot e^{-A/A_0}, \quad (7)$$

где $c_1 = 77,9$ МэВ, $c_2 = 34,5$ МэВ и $A_0 = 238$. Параметры деформации брались из работы /20/.

Сравнение экспериментальных значений ширины Γ с результатами расчета по формуле (6) приведено на рис.4. Видно, что соотношение (6) хорошо описывает поведение ширины во всем рассматриваемом интервале.

При обосновании формул (5), (6) и определении вклада в них величины Γ^{\dagger} предполагалось, что для нее справедливо соотношение (3). Для нахождения параметров в соотношении (3) в качестве рабочей гипотезы рассматривалась статическая коллективная модель. Допускалось, что для жестких сильнодеформированных ядер распад двух простых $|\Psi(\Delta K = 0)\rangle$ и $|\Psi(\Delta K = 1)\rangle$ - состояний на состояния более сложной природы является единственным вкладом в ширину гигантского ЕI-резонанса. Таким образом, интерпретируемые экспериментальные

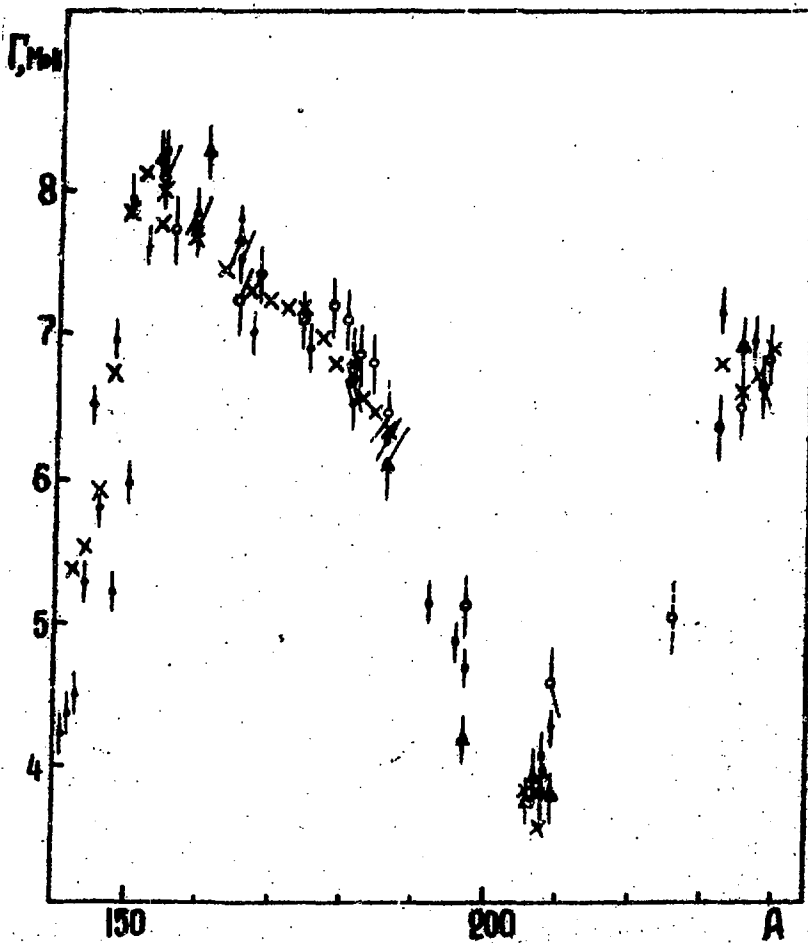


Рис. 4. Сравнение экспериментальных ширин EI-резонансов со значениями Γ , рассчитанными по формуле (5). Крестиками (x) указаны расчетные значения

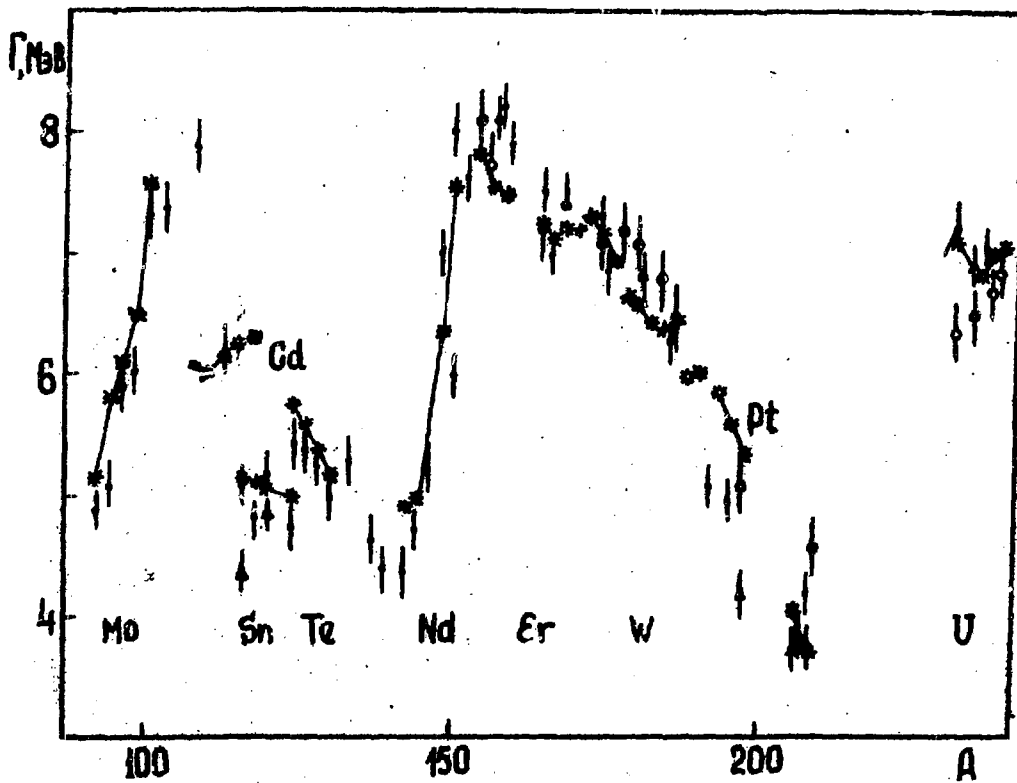


Рис.5. Сравнение экспериментальных ширин γ -резонансов с величинами Γ , рассчитанными по формуле (9). Расчетные значения обозначены звездочками (*)

данные как будто подтверждают (см. рис. 2) сильную зависимость Γ^{\downarrow} от энергии (E^2).

Однако, если рассмотреть отдельно сферические жесткие ядра с замкнутыми оболочками (нейтронными, протонными) ^{90}Zr , $^{116-124}\text{Sn}$, ^{139}La , ^{141}Pr , ^{142}Nd , ^{208}Pb , для которых ширины ГР в рамках рассмотренных моделей должны определяться в основном величиной Γ^{\downarrow} , то мы обнаруживаем, что ширины ГР этих ядер почти не зависят от энергии дипольных переходов, а следовательно, и от A (рис. 1б).

В работе /21/ отмечается, что взаимодействие поперечных дипольных колебаний $|\Psi(\Delta K=1)\rangle$ с колебаниями поверхности может приводить к расщеплению состояния $|\Psi(\Delta K=1)\rangle$ на величину ~ 2 МэВ.

В работе Орлина /22/ также отмечается, что учет связи дипольных и квадрупольных колебаний приводит к усилению γ -вибрационных сателлитов поперечного максимума, а, следовательно, к значительному его уширению. Все это, по-видимому, указывает на возможность иного механизма уширения состояния $|\Psi(\Delta K=1)\rangle$, чем использованный при получении параметров в формуле (3).

Обращает на себя внимание то обстоятельство, что, если предположить, что ширина затухания Γ^{\downarrow} не зависит (или слабо зависит) от энергии, то путем феноменологического анализа можно получить выражения, хорошо описывающие поведение ширины ГР в очень широком интервале ядерных масс ($100 \leq A \leq 230$):

$$\Gamma = (3,74 \pm 0,09) + (10 \pm 0,5) \cdot \beta + (0,48 \pm 0,07) \cdot (E_{\beta}^{0+})^{-2} \text{ (МэВ)}, \quad (8)$$

$$\Gamma = (3,74 \pm 0,09) + (0,63 \pm 0,03) \cdot \beta \cdot E + (0,48 \pm 0,07) \cdot (E_{\beta}^{0+})^{-2} \text{ (МэВ)}. \quad (9)$$

Сравнение экспериментальных данных с величинами, рассчитанными по формуле (9), приведено на рис. 5. Видно, что расчетные значения (+) хорошо согласуются с экспериментом во всем диапазоне рассматриваемых ядер.

Прикнижный указатель использованной литературы

1. Carlos P., Bergere R. et al. - Nucl.Phys., 1974, A219, p.61.
2. Berman E.L. - Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1975, 15, p.317.
3. Gurevich G.M., Lazareva L.E., Mazur V.M., Solodukhov G.V., Tulupov B.A. - Nucl.Phys., 1976, 273A, p.326.
4. Гуревич Г.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.411.
5. Гуревич Г.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М. и др. - Письма в ЖЭТФ, 1978, 28, с.168.
6. Гуревич Г.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М. и др. - В сб.: Проблемы ядерной физики и космических лучей. 1978, вып.8, с.106.
7. Stratinaky V.M. - Nucl.Phys., 1968, A122, p.1.
8. Auerbach H, Kevereschahn A. - Ann.Phys., 1975, 95, p.35.
9. Basse H.W., Herud P. - J.Phys.G.Nucl.Phys., 1976, 2, p.L101.
10. Myers W.P., Swiatecki W.J. et al. - Phys.Rev.C, 1977, 15, p.2032.
11. Danos M., Greiner W. - Phys.Rev., 1965, 138B, p.876.
12. Davidson A.M. - Nucl.Phys., 1972, 180, p.206.
13. Danos M. - Nucl.Phys., 1958, 5, p.23.
14. Okamoto K. - Phys.Rev., 1956, 110, p. 145.
15. Levin B.M. - Phys.Rev., 1975, 110, p.145.
16. Petersen L.R. - Int.An. Phys.Soc., 1967, 12, p.706.
17. Huber H.G., Danos M. et al. - Phys.Rev., 1967, 155, p.1073.
18. Sakai H. - Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1975, 15, p.513.
19. Berman E.L., Fuitts S.G. - Rev.Mod.Phys., 1975, 47, p.713.
20. Löhner K.E.G., Vetter H., König V. - Nucl.Data Tables, 1970, 47, p.495.
21. Айзенберг И., Грайнер В. Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления. М.: Атомиздат, 1975, 369 с.
22. Орлин В.Н. - ЯФ, 1974, 19, с.531.

Рукопись поступила в ОНТИ ИЯИ
24.03.81 г.

Григорий Манович Гуревич,
Владимир Михайлович Мазур

Эволюция ширины гигантского Е1-резонанса
в тяжелых ядрах
(препринт КИЯИ-81-19)

Редакторы: Е.Б.Серман
Н.А.Солдатенко

БФ 35507	Бумага офсетная	Уч.-изд.л. 0,4
Изд.№ КИЯИ-81-19	Печать офсетная	Усл.-печ.л. 0,87
Тип. заказ № 195	Формат бумаги 60x90/16	Тираж 180 экз.
Подписано к печати 2.07.81 г.		Цена 3 коп.

Институт ядерных исследований АН УССР, ОНТИ
252650, ГСП, Киев-28, проспект Науки, 119

СКТБ с ЭИ Института ядерных исследований АН УССР
252650, ГСП, Киев-28, проспект Науки, 119
