

# ЯДЕРНИЙ ГІГАНТСЬКИЙ ДИПОЛЬНИЙ РЕЗОНАНС

В.М. МАЗУР

Інститут електронної фізики НАН України, вул. Університетська, 21, м. Ужгород 88016.

Систематизовані і приведені експериментальні дані по перерізам повного поглинання гамма-квантів середніми і важкими ядрами в області енергій гігантського дипольного резонансу. Проведено аналіз еволюції параметрів Е1-гігантського резонансу в залежності від маси ядер. Експериментальні результати інтерпретуються в рамках відповідних теоретичних підходів.

Головною особливістю взаємодії гамма-квантів з атомними ядрами є гігантський дипольний резонанс (ГР) в перерізах поглинання гамма-квантів ядрами. В

області середніх і важких ядер це різко виражений максимум шириною 4–8 МеВ, при енергіях 13–20 МеВ.

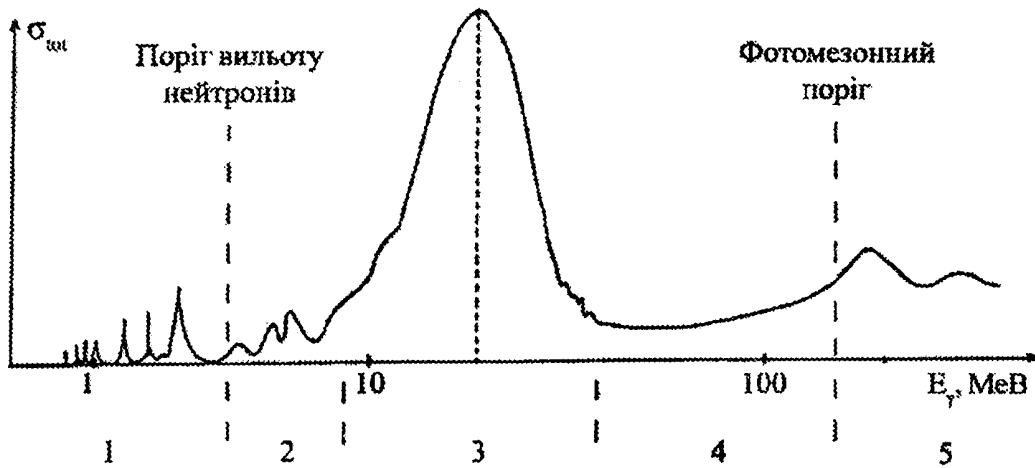


Рис. 1 – Залежність повного перерізу поглинання гамма-квантів ядрами від енергії фотонів.

1 – область фотозбудження на зв'язані стани, 2 – фотозбудження на не зв'язані індивідуальні стани, 3 – гігантський дипольний резонанс, 4 – квазі-дейтонні ефекти, 5 – фотомезонний район.

Типова схематична крива, що ілюструє переріз поглинання реальних гамма-квантів ядрами в області 1–300 МеВ приведена на рис. 1. До енергій гамма-квантів  $\sim 8\text{--}9$  МеВ (довжина хвилі фотонів  $\lambda \approx 40$  фермі (фм)) спостерігається збудження індивідуальних зв'язаних і не зв'язаних станів, мікроскопічна природа яких близько зв'язана з оболонковою структурою ядра. Від 10 до 25 МеВ ( $\lambda \approx 10$  фм) систематично спостерігається збудження колективних коливальних, відомих як гігантський Е1-резонанс. Він збуджується у всіх ядрах від самих легких до найважчих, за винятком дейтрона. Зверх енергій гамма-квантів  $E_\gamma = 30$  МеВ починає проявлятися квазі-дейтонний механізм

фотоядерних реакцій, що зв'язано зі зменшенням довжини хвилі падаючих фотонів (при  $E_\gamma \approx 100$  МеВ,  $\lambda \approx 2$  фм). І нарешті, при енергіях вище порогу народження піонів ( $E_\gamma \approx 140$  МеВ) відкривається область нуклонних резонансів.

Більш ніж 50-ти річне вивчення гігантського Е1-резонансу зіграло вирішальну роль у формуванні сучасних уявлень про колективні збудження в ядрі. Посилення зацікавлення до досліджень різних характеристик гігантського резонансу зв'язано як з розвитком нових експериментальних методик, які дозволяють досліджувати нові сторони ГР, так і з поглибленням теоретичних уявлень про природу і особливості цього явища. Поряд з увагою, яка

приділяється аналізу таких глобальних характеристик ГР як його енергія, ширина максимумів, широко вивчається проміжкова структура ГР, оболонкові ефекти, парціальні реакції і т.п.

Експериментальні дослідження гігантського Е1-резонансу стимулювали і розвиток теоретичних підходів для опису ядра. Гігантський дипольний резонанс інтерпретується як з точки зору мікроскопічних так і колективних моделей. Тому вивчення ГР дозволяє наблизитися до однієї з найважливіших проблем ядерної фізики – опису колективних збуджень на мікроскопічній мові. (Високоезбудженні колективні стани, енергія яких знаходиться вище порогу вильоту частинок і які відповідають гігантському дипольному резонансу, на мові мікроскопічних теорій являють собою когерентну суму станів типу “частинка-дирка”  $1p-1h$ , що виникають в момент поглинання фотона ядром). Теоретичні моделі, розвинуті для опису явища гігантського дипольного резонансу, в теперішній час широко використовуються для опису гігантських резонансів інших мультипольностей: магнітних дипольних  $M1$ , електричних ізо-скалярних квадрупольних  $E2_0$ , ізовекторних квадрупольних  $E2_1$  та інших.

Проведення досліджень на фотонних пучках має ряд суттєвих переваг. Перш за все взаємодія гамма-квантів з ядрами відбувається через посередництво електромагнітних сил, властивості яких найбільше вивчені і добре відомі. Електромагнітна взаємодія є слабою в порівнянні з ядерною, що дозволяє використовувати апарат теорії збурень. Фотони вносять в ядра відносно малі порушення (у порівнянні з сильновзаємодіючими частинками) і являються більш адекватним інструментом для дослідження структури

ядра. Недоліком цих досліджень є відсутність джерел монохроматичного гамма-випромінювання, які би дозволяли проводити детальні дослідження в широкому енергетичному діапазоні, наприклад 5–50 МеВ. Тому основна маса фотоядерних даних про гігантський дипольний резонанс одержується на даний час на гальмівних гамма-пучках електронних прискорювачів [1]. Такі пучки одержуються при гальмуванні електронів в матеріалах з великим  $Z$  (вольфрам, тантал) і мають неперервний спектр з максимумом  $E_{\gamma m}$ , що дорівнює кінетичній енергії прискорених електронів  $E_k$ . Одержані дані мають вид кривих виходів і для одержання перерізів вимагають спеціальної процедури обробки. Другий великий масив даних одержано на квазімонохроматичних пучках, одержаних шляхом анігіляції прискорених позитронів на льоту в мішенях з матеріалів з малим  $Z$  (літій, берилій). Більш детально джерела гамма-квантів і методики роботи на них описано в роботі [2]. Перерізи фотопоглинання в області ГР одержані двома основними способами: методом сумування перерізів парціальних реакцій  $\sigma_{tot} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, p) + \dots$  [3], або методом повного поглинання пучка гамма-квантів [4–6]. Для важких ядер метод сумування парціальних перерізів зручний тим, що в області 8–25 МеВ переріз поглинання гамма-квантів практично вичерпується фотонейтронними реакціями.

В даній статті основна увага приділена вивченню характеристик гігантського Е1-резонансу в області важких і середніх ядер, де в гігантському дипольному резонансі більш виражені колективні властивості, в той час, як в легких ядрах суттєво проявляється оболонкова природа.

## 1. Характеристика Е1-резонансу. Модельний опис

Вперше прояв гігантського дипольного резонансу було експериментально виявлено в 1947 році Болдуїном і Клайбером [7] в перерізах фотоділення. Невдовзі було показано, що аналогічні резонанси

спостерігаються у перерізах всіх фотоядерних реакцій  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, p)$  тощо, і що така структура обумовлена наявністю чітко вираженого резонансу в перерізах поглинання гамма-квантів ядрами.

Перші спроби теоретичного опису гігантського дипольного резонансу були зроблені на основі концепцій колективних коливань всіх протонів і нейтронів відносно один одного. Такого роду задачу вперше розглянув А.Б.Мігдал [8] в 1945 році, чим фактично передбачив існування гігантського E1-резонансу. В цій роботі було розраховано енергетичне положення резонансу на основі напівкласичних уявлень про дипольні коливання взаємопроникливих протонної і нейтронної рідин, що містяться в об'ємі з фіксованою поверхнею. При розгляді було використано зв'язок інтегрального моменту  $\sigma_2$  з ядерною поляризованістю  $\epsilon_0$ :

$$2\pi \epsilon_0 / hc = \int E^{-2} \sigma(E) dE. \quad (1)$$

Приймаючи для простоти  $Z = N = A/2$  Мігдал одержав, що енергетичне положення максимуму дипольних коливань рівне:

$$E_d = 80 \cdot A^{-1/3} \text{ (MeV)}. \quad (2)$$

Одержана оцінка згодом добре співпала з положеннями максимуму гігантського дипольного резонансу, одержаними з експериментальних даних для важких ядер.

Після відкриття гігантського E1-резонансу в перерізах фотоділення Гольдхабер і Теллер [9] розглянули кілька варіантів можливого пояснення цього явища. Згідно з одною із запропонованих моделей, гігантський резонанс зв'язаний з коливаннями жорсткої протонної сфери відносно нейтронної. Згідно з цією простою моделлю гігантського E1-резонансу енергія  $E_d$  зв'язується з масою ядра співвідношенням:

$$E_d = \text{const} \cdot A^{-1/6} \text{ (MeV)}. \quad (3)$$

Згодом Штейнведель і Йенсен [10] детально розробили другий варіант гідродинамічної моделі ядра, що складається з двох рідин: протонної з густиною  $\rho_p(\vec{r}, t)$  і нейтронної –  $\rho_n(\vec{r}, t)$ , сумарна густина яких  $\rho_0(\vec{r})$  не залежить від часу:

$$\rho_0(\vec{r}) = \rho_p(\vec{r}, t) + \rho_n(\vec{r}, t). \quad (4)$$

Ця умова еквівалентна умові, що ядерна речовина не стискається або нехтуванню зв'язку гігантського E1 резонансу з коливаннями, що виникають при стисканні ядра. В рамках цієї моделі було показано, що:

$$E_d = \text{const} \cdot A^{-1/3} \text{ (MeV)}. \quad (5)$$

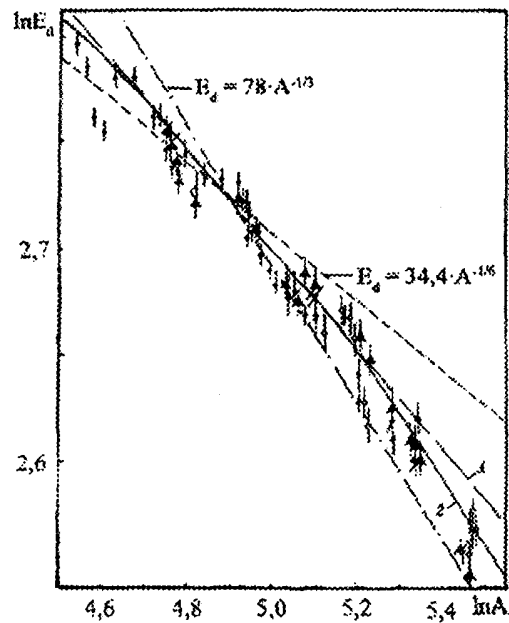


Рис. 2 – Залежність енергії максимуму гігантського E-1 резонансу від маси ядер.

Вирази (3) і (5) дають якісно різну залежність зміни енергії дипольного резонансу від  $A$ . На рис. 2 приведено систематизацію експериментальних максимальних енергій  $E_d$  гігантських дипольних резонансів від маси ядер в області  $90 \leq A \leq 239$ . Темними точками і трикутниками приведені дані одержані при вимірюванні повного перерізу фотопоглинання шляхом сумування парціальних перерізів  $\sigma_{\text{tot}} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, p) + \dots$  Роботи виконувалися на квазімонохроматичних пучках відповідно в Сакле і Ліверморі [3]. Світлі точки одержані методом повного поглинання [4–6]. Штрихпунктирною лінією приведена залежність  $E_d = 78 \cdot A^{-1/3} \text{ (MeV)}$ , пунктирною –  $E_d = 34,4 \cdot A^{-1/6} \text{ (MeV)}$ . Видно, що обидва

ці вирази дають в області середніх і важких ядер близькі значення, що затрудняє чітко визначений вибір залежності на основі існуючих даних. На рис. 2 переривчастою лінією 1 приведена залежність  $E_d = c_1 \cdot A^{-1/2}$  (MeV), де параметри  $c_1 = 47,9$  MeV і  $c_2 = 4,27$  MeV, а суцільною лінією 2 – залежність  $E_d = c_3 \cdot A^{-1/3} (1 - e^{-A/A_0}) + c_4 \cdot A^{-1/6} \cdot e^{-A/A_0}$ , де  $c_3 = 77,9$  MeV,  $c_4 = 34,5$  MeV,  $A_0 = 238$  [11]. Видно, що криві 1 і 2 задовільно описують залежність енергії гігантського дипольного резонансу  $E_d$  від  $A$  у всьому розглядуваному інтервалі мас ядер.

Подальший розвиток гідродинамічна модель Штейнведеля і Йесена одержала в працях Даноса [12] і Окамото [13]. Всі попередні варіанти гідродинамічних моделей відносяться до випадку сферичних ядер. Однак по мірі накопичення експериментальних даних було показано наявність кореляції ширини гігантського E1-резонансу  $\Gamma$  із величиною деформації ядер. Щоби пояснити цей експериментальний факт, Данос і Окамото розглянули наслідки гідродинамічної моделі для випадку еліпсоїдальних аксіально-симетричних ядер. Природнім розвитком наслідків гідродинамічної моделі на область деформованих ядер, що мають два характеристичних розміри була гіпотеза, що ГР являє собою суперпозицію двох резонансів з енергіями  $E_i \sim R_i^{-1}$ , а у випадку асиметричних ядер, навіть трьох резонансів.

Таким чином, для аксіально-симетричного витягнутого ядра низькоенергетичний стан  $|\psi(\Delta k = 0)\rangle$  з енергією  $E_1$  і шириною  $\Gamma(E_1)$  відповідає коливанням вздовж осі симетрії, високоенергетичний стан  $|\psi(\Delta k = 0)\rangle$  з енергією  $E_2$  і шириною  $\Gamma(E_2)$  – коливанням вздовж поперечних осей ядерного еліпсоїда. Ілюстрація цього явища приведена на рис. 3.

На рис. 3а приведена еволюція форми ядер: сферичної, витягнутої аксіально-симетричної і сплюснутої, на рис. 3б положення енергій коливань вздовж відповідних осей і інтенсивності переходів, а на рис. 3в форми перерізів поглинання гамма-квантів ядрами в області гігантських резонансів передбачених теорією. Із рис. 3б

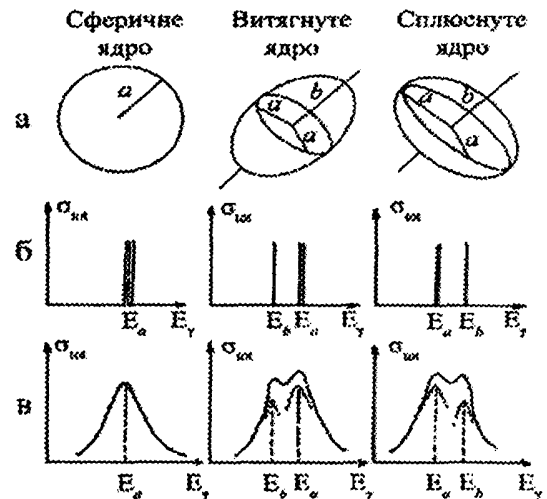


Рис. 3 – Залежність форми кривої гігантського дипольного резонансу від типу ядра.

а) форми ядер: сферична, витягнутий еліпсоїд, сплюснутий еліпсоїд; б) сили і енергії дипольних переходів; в) форма експериментальних перерізів.

видно, що для сферичної форми коливання вздовж трьох осей вироджені і співпадають по енергії, а для аксіально-симетричної витягнутої і сплюснутої форми, виродженими залишаються коливання вздовж двох рівновеликих осей. Якщо прийняти, що форма ядра описується за допомогою розкладу по сферичним функціям:

$$R(\Theta, \varphi) = R_0 [1 + \sum_{\mu} \alpha_{2\mu} Y_{2\mu}(\Theta, \varphi)], \quad (6)$$

то для аксіально-симетричного ядра:

$$R(\Theta, \varphi) = R_0 [1 + \beta_0 Y_{20}(\Theta, \varphi)]. \quad (7)$$

Параметр деформації  $\beta_0 = \alpha_{20}$ , а відповідно осі еліпсоїда рівні:

$$\begin{aligned} a &= R(\Theta = 0) = R_0(1 + 0,63\beta_0), \\ b &= R(\Theta = \pi/2) = R_0(1 + 0,32\beta_0), \end{aligned} \quad (8)$$

$$R_0 \approx 1,2A^{1/3} (10^{-13} \text{ см}).$$

Данос і Окамото показали, що для деформованих аксіально-симетричних ядер розщеплення ГР на два максимуми з енергіями  $E_a \neq E_b$  зв'язано з осями  $a \neq b$  ядерного еліпсоїда наступним чином:

$$E_b/E_a = 0,811 \cdot a/b + 0,089. \quad (9)$$

Безпосереднім наслідком статичної колективної моделі Данонса-Окамото [12, 13] є пропорційність величин розщеплення ГР деформованого ядра  $\Delta E = E_a - E_b$  і параметру деформації  $\beta_0$ :

$$\Delta E = \text{const} \cdot A^{-1/3} \cdot \beta_0, \quad (10),$$

що природнім чином пояснило наявність кореляції ширини гігантського резонансу з величиною деформації ядра.

В області енергії збудження, коли ширина рівнів  $\Gamma$  більша густини рівнів  $D$  ( $\Gamma > D$ ) і вони перекриваються, тобто в області неперервного спектру, в якій і знаходяться стани гігантського дипольного резонансу, експериментальний одnogорбий переріз фотопоглинання  $\sigma_{\text{tot}}(E)$  описується кривою Лоренца:

$$\sigma_L = \sigma_0 \frac{E^2 \Gamma_0^2}{(E_2 + E_0^2) + E^2 \Gamma_0^2}, \quad (11)$$

де  $\sigma_0$  – переріз фотопоглинання в максимумі,  $E_0$  – енергія резонансу,  $\Gamma_0$  – ширина ГР.

Двогорбі перерізи, одержані в фотоядерних експериментах по вимірюванню перерізів фотопоглинання  $\sigma_{\text{tot}}(E)$  для деформованих ядер в області  $\sim 8\text{--}20$  МеВ апроксимувалися сумою двох лоренцових кривих:

$$\sigma_L = \sum_{i=1}^2 \sigma_i \frac{(E \Gamma_i)^2}{(E_2 + E_i^2) + (E^2 \Gamma_i)^2}. \quad (12)$$

Параметри  $\sigma_i$ ,  $E_i$ ,  $\Gamma_i$  – аналогічні відповідним параметрам формули (11). Знайдені значення енергії  $E_1$ ,  $E_2$  відповідають  $E_a$  і  $E_b$  в формулі (9).

Розщеплення гігантського дипольного резонансу в деформованих ядрах чітко спостерігається в результатах робіт багатьох експериментальних груп, виконаних як на гальмівних, так і на квазімонохроматичних гамма-пучках [1]. Для прикладу на рис. 4 показана еволюція форми ГР на ядрах ізотопів неодиму. Перерізи  $\sigma_{\text{tot}}(E)$  одержані методом сумування парціальних реакцій  $\sigma_{\text{tot}}(E) = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, np) + \sigma(\gamma, 2n)$  [14].

Ядро неодима-142 сферичне і ГР на ньому має одnogорбу форму і апроксимується однією лоренцовою кривою (суцільна лінія) але по мірі росту параметра деформації  $\beta_0$  від ізотопу  $\text{Nd}^{142}$  до ізотопу  $\text{Nd}^{150}$  гігантський резонанс розширюється і для сильно деформованого ядра  $\text{Nd}^{150}$  набуває чітко двогорбої форми і апроксимується двома лоренцями. На рис. 5 показано еволюцію форми ГР в області ядер  $154 < A < 197$  [6]. Перерізи одержані методом поглинання. Видно, що в області сильно деформованих ядер  $^{154}\text{Sm} - ^{182}\text{W}$  гігантський резонанс розщепляється на два максимуми (суцільна лінія – результат апроксимації двома лоренцовими кривими). Але по мірі зменшення деформації

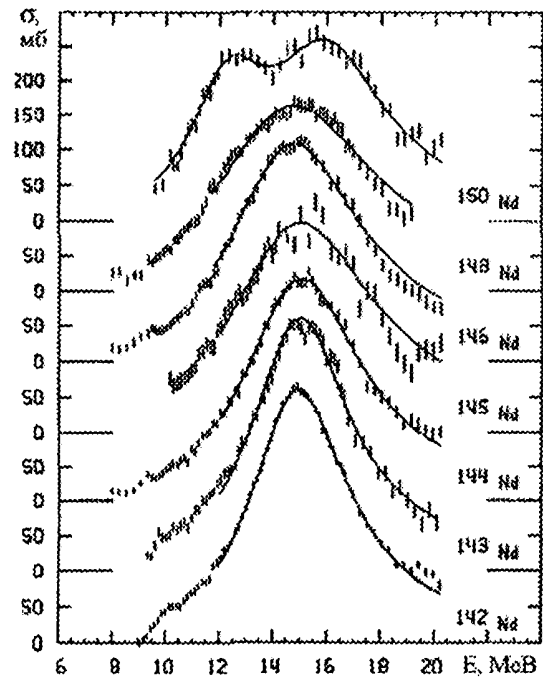


Рис. 4 – Перерізи повного фотопоглинання для ядер  $154 \leq A \leq 197$ .

ГР звужується і для сферичного ядра  $^{197}\text{Au}$  набуває одnogорбої форми.

Успіхи статичної колективної моделі в поясненні експериментальних фактів привели до спроб її подальшого вдосконалення і узагальнення. Наприклад, для ядер з  $N - Z \gg 1$  запропоновано, що ядро складається з трьох рідин: протонної і двох нейтронних. Нейтрони розділяються на дві групи – нейтрони, які займають рівні зайняті і протонами, і “зайві” нейт-

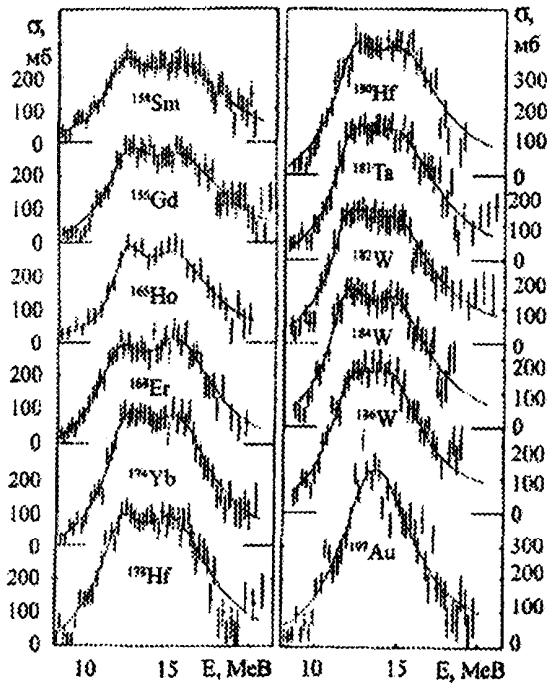


Рис. 5 – Перерізи фотопоглинання в області ГР для групи ядер  $92 < A < 140$ .

рони, число яких не урівноважуються протонами [15].

Спроба узагальнити гідродинамічну модель на випадок статично неаксіальних ядер була зроблена Інопіним [16]. Показана можливість існування для неаксіальних ядер трьох невироджених дипольних мод, що відповідають коливанням протонів відносно нейтронів вздовж трьох головних осей ядерного еліпсоїда. Однак, надійних експериментальних даних про розщеплення гігантського дипольного резонансу на три максимуми до тепер не одержано.

Експериментальне спостереження розщеплення ГР внаслідок деформації ядра в явній формі вказало на сильний зв'язок дипольних коливань з формою поверхні ядра. Таким чином експериментально доказано, що деформовані ядра проявляють властивості оптичної анізотропії [17], тобто залежність їх електричних властивостей від орієнтації ядра по відношенню до зовнішнього поля. (В загальному випадку дипольна поляризованість, яка являє собою коефіцієнт пропорційності між індукованим дипольним моментом ядра  $\vec{D}$  і величиною напруженості зовнішнього електричного поля  $\vec{E}$ , містить крім

скалярної також векторну і тензорну компоненти).

При опису ряду варіантів вище згаданих гідродинамічних моделей відзначалося, що на них накладено суттєве обмеження, що зводиться до вимоги незмінності ядерної поверхні. Однак гігантський E1-резонанс має ряд властивостей, що визначаються характером руху поверхні ядра. Для опису згаданих властивостей в роботах Даноса і Грайнера [18], Семенко [19], Летурно [20] для деформованих ядер була запропонована більш послідовна теорія, що приймала до уваги колективні степені свободи поверхні ядра – модель квадрупольно-дипольної взаємодії або динамічна колективна модель, що дозволяла робити передбачення про кореляцію між властивостями низькоенергетичного колективного спектру і характеристиками гігантського резонансу.

Розрахунки згідно з динамічною колективною моделлю проводилися в адіабатичному наближенні, тобто в передбаченні малості енергії руху поверхні ядра  $E_{coll}$  в порівнянні з енергією дипольних коливань  $E_d$  (що дійсно так і є). Це означає, що ядро повільно міняє свою форму у порівнянні з часом коливань гігантського резонансу.

Згідно з динамічною колективною моделлю [21], ядерний гамільтоніан  $\hat{H}$ , що описує різні колективні степені свободи ядра має вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_d + \hat{H}_{coll} + \hat{H}_{int}. \quad (13)$$

Для випадку деформованих парно-парних ядер  $\hat{H}_{coll}$  – описує рух поверхні ядра і містить члени, які визначають обертання ядра  $\hat{H}_{rot}$  і  $\beta$  і  $\gamma$ -коливання –  $\hat{H}_{vib}$ . Також можуть міститися і члени другого порядку малості, відповідальні, наприклад, за октупольні коливання і інші види.  $\hat{H}_d$  – описує дипольні коливання,  $\hat{H}_{int}$  – зв'язок дипольних і квадрупольних коливань.

Врахування зв'язку ГР з коливаннями ядерної поверхні призводить до того, що

початково вироджена вища за енергією дипольна мода ( $\Delta k = 1$ ) може розщепитися, а також до того, що виникають вібраційні сателіти основних дипольних переходів, на які припадає частина дипольної сили.

При узагальненні динамічної моделі на область непарних деформованих ядер ядро розглядається як система, що складається із парно-парного остова і зовнішньої частинки. Для опису остова використовується колективна модель, а додаткова непарна частинка описується в рамках оболонкової моделі з деформованим потенціалом [22] (модель Нільсона).

Для сферичних ядер динамічна колективна модель була розвинута Летурно [20] і Вебером, Хубером, Грайнером [23, 24]. Було показано, що на відміну від випадку деформованих ядер, де вже врахування статичної форми ядерної поверхні приводить до правильного опису розщеплення ГР, в сферичних ядрах форма ГР повністю визначається взаємодією коливань ГР з поверхнею.

На основі уявлень динамічної колективної моделі в цілому ряді теоретичних робіт були виконані розрахунки розподілу сил дипольних переходів для конкретних ядер з врахуванням реальних параметрів [25]. Результати цих розрахунків в загальних рисах непогано узгоджуються з експериментальними даними [26], однак число модельних параметрів використаних в розрахунках значне. Другим слабким місцем цих розрахунків є питання про ширину ГР. Така важлива величина як ширина дипольних переходів  $\Gamma$  береться з інших робіт [27].

В наступні роки для опису низькоенергетичних спектрів збуджень, особливо перехідних ядер, запропоновано ряд нових реалістичних моделей [28–31], які були використані для розрахунків на основі динамічної колективної моделі.

На рис. 6 приведено порівняння сил дипольних переходів для ізоотопів вольфраму, розрахованих в роботі [28] з експериментальними даними із роботи [5]. Розрахунок енергій і хвильових функцій дипольного спектру проводився шляхом

діагоналізації гамільтоніану моделі квадрупольно-дипольної взаємодії [31]. Для опису властивостей низькоенергетичного спектру в розрахунках використовувався гамільтоніан квадрупольних коливань Кумара-Баранже [28]. Із рисунка видно, що розрахунки узгоджуються з експериментом і добре описують зміну параметрів ГР в зв'язку з еволюцією характеристик ізоотопів вольфраму.

Феноменологічні колективні моделі дають правильне описання гігантського E1-резонансу в загальних рисах. Вони дозволяють досить наглядно описати і пояснити процеси, зв'язані із виникненням ГР, задовільно описують розподіл інтенсивності дипольних переходів і структури перерізів, особливо в області середніх і важких ядер. Ці моделі дозволили зрозуміти важливу роль зв'язку дипольних коливань з коливаннями поверхні і обертанням ядра. Однак для них існують принципові обмеження, в основному зв'язані з нехтуванням індивідуальним рухом нуклонів в ядрі і вони не пояснюють величини і характеру еволюції одного із параметрів ГР – його ширини. Намагання описати ширину, як функцію маси ядер шляхом введення в модель Штейнведеля-Йенсена ядерної в'язкості не призвели до задовільних результатів [32, 33].

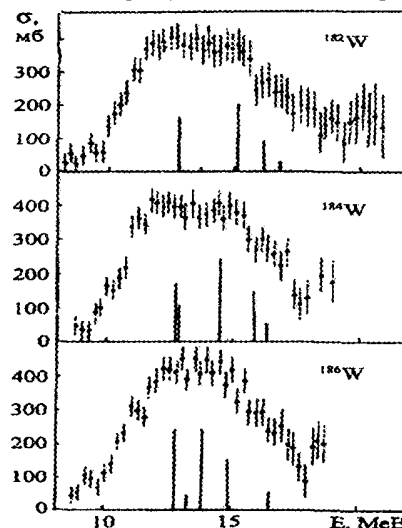


Рис. 6 – Порівняння повного перерізу фотопоглинання для ядер ізоотопів вольфраму з результатами розрахунку по динамічній колективній моделі.

Щоб зрозуміти причини успіхів і невдач колективних теорій, необхідно роз-

глянути вищезгадані проблеми з точки зору більш фундаментальних мікроскопічних теорій. Вперше мікроскопічний опис гігантського дипольного резонансу в перерізах фотопоглинання було зроблено Уілкінсоном [34] в рамках оболонкової моделі незалежних частинок. В цій моделі допускається, що нуклони рухаються в деякому середньому полі, яке описується самоузгодженим потенціалом, який вибирається як самоузгоджений модельний потенціал, наприклад, Вудса-Саксона. Послідовність рівнів в такій схемі характеризується набором відповідних квантових чисел і інтерпретується як сукупність ядерних оболонок. Середня енергія дипольних переходів визначається енергетичним інтервалом між сусідніми оболонками, перехід між якими дозволено правилами відбору. Однак, одержане Уілкінсоном значення енергії ГР виявилось в два рази меншим за величину, що дає експеримент.

Подальший розвиток мікроскопічного підходу до опису ГР був зроблений в роботах Еліота і Флауерса [35] та Брауна і Болстерлі [36]. В схематичній моделі Брауна-Болстерлі [36] зроблено принциповий крок вперед в розвитку теорії: їм вдалося в загальному виді показати, що врахування залишкової взаємодії (в т.ч. і її недиагональної частини) може природним чином пояснити положення ГР в перерізах ядерного фотопоглинання. Повний гамільтоніан, що описує ядро  $\hat{H}$ , в даному випадку приймає вид:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{U}, \quad (14)$$

де  $\hat{H}_0$  – гамільтоніан моделі незалежних частинок,  $\hat{U}$  – залишкова парна взаємодія між нуклонами, яка не зводиться до самоузгодженого потенціалу.

Як відзначили Айзенберг і Грайнер [37] подальший розвиток теорія ГР одержала в ряді робіт. Врахуванням переходу нуклонів в неперервний спектр вперше займалися Бауер і Мікеска [38, 39]. Вивченням можливостей частинково-диркового підходу в діапазоні енергій неперервного спектру займалися кілька теоретичних груп: розв'язуючи цю проблему

Блох і Жиле [40] фактично звели задачу неперервного спектру до дискретного, Данос і Грайнер [41] розвинули теорію власних каналів, а Бак та Хілл [42] використали метод зв'язаних каналів. При розв'язуванні цієї задачі Леммер і Венероні [43] базувалися на теорії ядерних реакцій Фешбаха [44, 45], а Вайденомюллер і інші [46, 47] узагальнили теорію Фано. Всі ці роботи привели, взагалі, до правильного опису різних каналів реакцій і ширини ГР, обумовленої можливістю переходу в неперервний спектр. Питання про ширини резонансу дипольних станів, обумовлених взаємодією  $1p-1h$  із багатьма більш складними станами (типу  $2p-2h$  і т. д.) розглядалося в ряді робіт [27, 48–50]. В роботі [50] було показано, що ширини розкиду простим чином зв'язана з густиною  $2p-2h$  станів. В рамках цього підходу Данос і Грайнер [27] оцінили залежність, що зв'язує ширину дипольного стану  $\Gamma_d$  з його енергією  $E_d$ :  $\Gamma_d = \Gamma_0 \cdot E_d^g$ , де  $\Gamma_0$  і  $g$  – параметри. Оцінена ними величина  $g = 1,8 \pm 0,3$  близька до експериментального значення.

Найбільш послідовним мікроскопічним підходом, що використовується для опису ГР, певно, є теорія обмежених фермі-систем, розроблена Мігдалом [51]. Розрахунки проведені в рамках теорії обмежених фермі-систем дають результати, близькі до результатів частинково-диркової моделі [52, 53].

Все таки, не дивлячись на великі успіхи, досягнені мікроскопічними теоріями, вдалося одержати відносно хороший опис структурних особливостей перерізів поглинання лиш для легких ядер, а також ряд характеристик для середніх і важких магічних ядер. Для пояснення детальних властивостей гігантського  $E1$ -резонансу немагічних важких ядер мікроскопічний підхід вимагає суттєво більш складних розрахунків. Так, наприклад, послідовне врахування всіх станів  $2p-2h$ , що приймають участь в формуванні ГР важких ядер, на теперішній час взагалі неможливий із-за їх великої густини ( $\sim 10^3 \text{ MeV}^{-1}$ ). Тому в теорії ГР залишається актуальною задача розробки моделей, що описують широке



коло властивостей ядер на основі використання невеликого числа параметрів.

Суттєвим підсумком розрахунків, проведених в рамках багаточастинкових моделей оболонок, є передбачення в області гігантського дипольного резонансу одного-двох сильних збуджень, що вбирають в себе практично всю суму  $E_1$ -переходів. Одержаний результат практично співпадає з тим, що дають прості колективні моделі. Це співвідношення не являється випадковим, так як “когерентний” стан є

суперпозицією багатьох чистих конфігурацій, він формується за рахунок збудження багатьох нуклонів. По цій причині когерентний дипольний стан  $\Psi_n$  часто називають колективним дипольним станом, (ступінь колективності довільного стану  $\Psi$  по відношенню до якого-небудь колективного збудження описується оператором  $\Theta$ ,  $\langle \Psi | \Theta | 0 \rangle \approx 1$  – стан суттєво колективний,  $\langle \Psi | \Theta | 0 \rangle \approx 0$  – такий стан не є станом колективного руху).

## 2. Ширина гігантського дипольного резонансу середніх і важких ядер

### 2.1. Вплив ядерних оболонок на ширину $E_1$ -резонансу

Із попереднього розділу випливає, що розвинуті до теперішнього часу моделі не дають достатньо повної інформації походження і величини такої характеристики ГР як його ширина. Цим і пояснюється в значній мірі інтерес до цієї проблеми [54].

Експериментальна ширина ГР для сферичних ядер визначається однозначно, як його ширина на половині максимуму відповідної експериментальної кривої  $\sigma_{tot}(E)/E$ . Для деформованих ядер ширини вимірювалися на половині ординати функції  $\sigma_{tot}(E)/E$  при енергії  $E_d = 1/3E_1 + 2/3E_2$ , де  $E_1$  і  $E_2$  – відповідно, енергія першого і другого максимуму перерізу  $\sigma_{tot}$ , тобто  $E_d$  визначалося згідно з статистичною мо-

деллю як центр ваги гігантського дипольного резонансу. Треба відзначити, що визначені таким чином ширини із кривих  $\sigma_{tot}(E)/E$  практично ідентичні ширинам  $\Gamma$ , визначеними безпосередньо із кривих  $\sigma_{tot}(E)$ . Невизначеність вимірювань  $\Gamma$  в різних експериментах знаходяться в межах 0,1–0,2 MeV.

Систематика широкого кола найбільш точних експериментальних даних з ширин  $\Gamma$  дипольних резонансів для широкого спектру ядер, що відбиває сучасний стан дослідження еволюції ширини ГР від  $A$ , приведена на рис. 7. Умовні позначення такі ж як на рис. 2.

Видно, що характер зміни  $\Gamma$  як функції від  $A$  має складний вид і сильно залежить

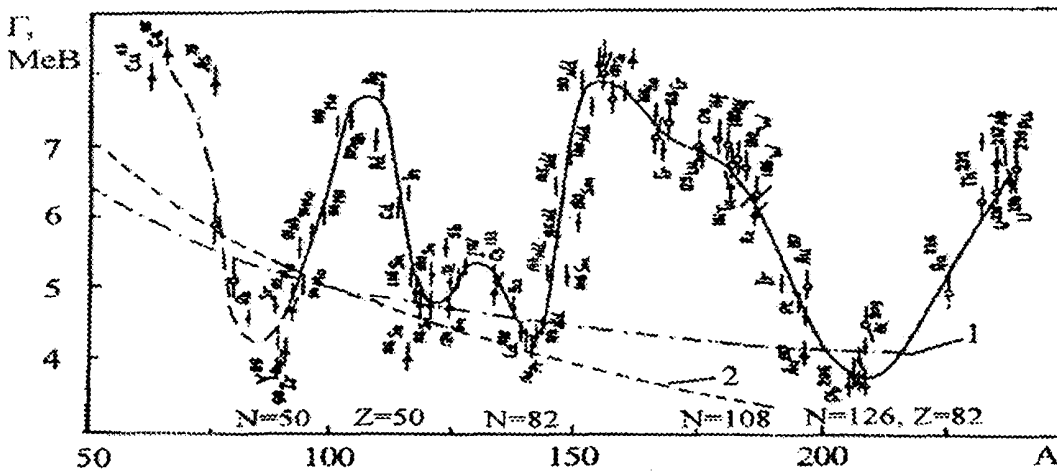


Рис. 7 – Зміна ширини гігантського дипольного резонансу в залежності від маси ядер. Криві 1, 2 – результати розрахунків [32, 33].

від ступені заповнення ядерних оболонок. Ширина гігантського дипольного резонансу мінімальна для “жорстких” сферичних магічних ядер в області заповнення нейтронних оболонок  $N = 50, N = 82,$   $N = 126$  і протонних оболонок  $Z = 50,$   $Z = 82$ . Ширина зростає для перехідних ядер і досягає максимуму для сильнодеформованих.

Сферичні ядра із замкнутими оболонками мають одnogорбі резонанси, ширина яких  $\Gamma \approx 4$  MeV. Для деформованих ядер ширина ГР, згідно статичній колективній моделі, повинна перш за все збільшуватися за рахунок зсуву максимумів один відносно одного кривих Лоренца, який є функцією деформації  $E_2 - E_1 \approx \text{const} A^{-1/3} \cdot \beta$ . На рис. 8 точками приведені експериментальні значення ширини  $\Gamma$  і світлими точками – параметри деформації для групи сферичних і перехідних ядер в області  $92 < A < 140$ . Видно, що величини  $\Gamma(A)$  і  $\beta(A)$  досить добре корелюють одна з одною [55]. Аналогічна залежність для ядер з масами  $150 < A < 200$ , що перекриває широку область мас ядер від сильнодеформованих ядер району лантанодів, перехідних – району платини і сферичних в області свинцю до актинідних ядер, приведена в роботах [6, 56, 57]. Цікавим є той факт, що починаючи з  $A = 165$  не дивлячись на те, що  $\beta$  залишається приблизно постійним, ширина резонансів для ядер в інтервалі  $165 < A < 180$  досить по-

мітно зменшується. Тобто на відміну від наведеного на рис. 8 прикладу кореляції  $\Gamma(A)$  і  $\beta(A)$ , залежність  $\Gamma = f(A)$  в цьому районі не корелює з фікцією  $\beta = f(A)$ .

Цей ефект був пояснений в роботах [5, 6] впливом на ширину ГР деформованої оболонки  $N = 108$ . (Обчислення положення одночастинкових рівнів в деформованому потенціалі здійснене Нільсоном [22] вказало на наявність оболонки при  $N = 108$ ). Цей вплив приводить до звуження ліній Лоренца, що описують стани  $|\Psi(\Delta k = 0)\rangle$  і  $|\Psi(\Delta k = 1)\rangle$ , а отже і до зменшення повної ширини ГР деформованих ядер розглядуваної області. Як ми бачимо, ширина гігантського  $E_1$ -резонансу є достатньо чутливим тестом на магічність ядер, тобто на зміну для них густини ядерних рівнів поблизу енергії Фермі.

Спроба описати ширину  $\Gamma = f(A)$  в рамках гідродинамічної моделі шляхом введення в модель ядерної в'язкості були зроблені в роботах [32, 33]. Результати розрахунків приведені на рис. 7 відповідно штрих-пунктирною [32] і штрихованою [33] лініями. Із порівняння видно, що величини і характер зміни розрахункових кривих суттєво розходяться з експериментальними даними. Однак необхідно відзначити, що врахування оболонкових поправок [58], вірогідно, могло б покращити узгодження з експериментом.

## 2.2. Напівфеноменологічний опис ширини гігантського дипольного резонансу в області середніх і важких ядер

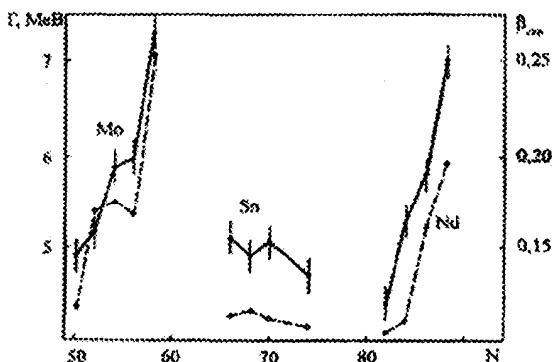


Рис. 8 – Кореляція ширини гігантського резонансу  $\Gamma$  і параметру деформації  $\beta$  в області сферичних ядер  $92 < A < 140$ . Штрихові лінії – значення параметрів деформації.

Труднощі теоретичного опису ширини  $\Gamma$  і її еволюції із зміною мас ядер  $A$  привели до спроб описати ширину в рамках напівфеноменологічного підходу [55].

З точки зору сучасних теорій ГР ширину  $\Gamma$  дипольних переходів в області середніх і важких ядрах обумовлена декількома процесами, що відповідно мають кілька складових, які формують повну ширину. По-перше це пряма розпадна ширини  $\Gamma^\dagger$ , зв'язана з розпадом дипольного стану в неперервний спектр. По-друге, як показують розрахунки згідно з динамічною колективною моделлю, вра-

хування зв'язку дипольних осциляцій з рухом поверхні ядра приводить до розщеплення дипольної сили по проміжковим колективним дипольним станам і до додаткового розширення дипольного резонансу  $\Delta\Gamma$ .

Величина зв'язку визначається членом  $\hat{H}_{int}$  в формулі (14) і може характеризуватися безрозмірним параметром [59]  $\eta = 0,76 < \hat{H}_{int} > / E_2$ , де  $E_2$  – енергія першого однофонованого стану. По-третє, кожен дипольний стан має ширину затухання  $\Gamma^\downarrow$ , обумовлену взаємодією простого  $1p-1h$  дипольного стану із станами більш складної природи  $2p-2h$ ,  $3p-3h$ . Основну роль при цьому грає зв'язок дипольного стану типу частинка-дирка  $1p-1h$  зі станами  $2p-2h$ . Ширина затухання первинно збудженого стану  $1p-1h$  безпосередньо зв'язана зі станами  $2p-2h$  і визначається виразом [50]:

$$\Gamma^\downarrow = 2\pi | < \Psi_c | V | \Psi_d > |^2 \rho(E), \quad (15)$$

де  $\rho(E)$  – густина  $2p-2h$  станів,  $V$  – потенціал двохчастинкової залишкової ядерної взаємодії  $|\Psi_d >$  – стан гігантського  $E1$ -резонансу,  $|\Psi_c >$  – стан  $2p-2h$  – (усереднення проведено по с).

Із вищесказаного випливає, що в першому наближенні повна ширина  $\Gamma$  для сферичних ядер може бути представлена наступним феноменологічним співвідношенням:

$$\Gamma = \Gamma^\uparrow + \Gamma^\downarrow + \Delta\Gamma. \quad (16)$$

При переході від сферичних ядер до деформованих спостерігається значне збільшення ширини гігантського резонансу, що нашло своє пояснення в статичній колективній моделі. Додаткове розширення резонансу пропорційно зсуву резонансів  $|\Psi(\Delta k = 0) >$  з енергією  $E_1$  і  $|\Psi(\Delta k = 1) >$  з енергією  $E_2$  відносно один одного  $\Delta\Gamma_\beta = \Delta E = E_2 - E_1 = \text{const} \cdot A^{-1/3} \cdot \beta$ .

Аналіз експериментальних ширин гігантських  $E1$ -резонансів вимагає наявності систематизованих експериментальних даних по повним перерізам поглинання

гамма-квантів для максимальної кількості ядер і накладає досить високі вимоги на точність вимірів. В даній роботі при аналізі експериментальних ширин використані дані по перерізам фотопоглинання одержані методом сумування фотонейтронних перерізів одержаних на протязі систематичних вимірювань на пучках квазімонохроматичних фотонів від анігільїї позитронів на льоту в Сакле і Ліверморі [3], а також перерізи отримані методом поглинання [4–6].

Розглядаючи складові формули (15) треба відзначити, що для середніх і важких ядер пряма розпадна ширина  $\Gamma^\uparrow$  мала (не більше 3–5%) і її можна не враховувати.

Як вже згадувалося, розглядаючи ширину затухання  $\Gamma^\downarrow$  Данос і Грайнер [27] запропонували, що її можна апроксимувати енергетичною залежністю  $\Gamma^\downarrow = \Gamma_0 \cdot E_d^g$ , де  $E_d$  – енергія дипольного переходу,  $\Gamma_0$ , і  $g$  – параметри і знайшли що  $g = 1,8 \pm 0,3$ . Левіс [60], вивчаючи енергетичну залежність розширення резонансів для високоенергетичних колективних збуджень і розглядаючи випадок  $\Gamma$  при умовах, що розширення  $1p-1h$  станів являє собою суму ширин окремих частинкових і диркових станів, одержав, що ширина  $\Gamma^\downarrow$  дається простою формулою:  $\Gamma^\downarrow = aE^2$ .

З метою вивчення параметрів в проведених співвідношеннях в роботах [55, 57] був проаналізований характер енергетичної залежності ширин дипольних станів  $|\Psi(\Delta k = 0) >$  і  $|\Psi(\Delta k = 1) >$  для групи “жорстких” сильнодеформованих ядер, для яких вкладом  $\Delta\Gamma$  можна знехтувати. Аналіз експериментальних результатів проводився методом найменших квадратів. В результаті апроксимації одержані практично аналогічні залежності:

$$\Gamma^\downarrow = (0,026 \pm 0,005) E^{1,9 \pm 0,1} (\text{MeV}) \quad [55]$$

або

$$\Gamma^\downarrow = (0,019 \pm 0,005) E^{2,0 \pm 0,1} (\text{MeV}) \quad [57]. \quad (17)$$

Уже в рамках простої статичної колективної моделі було показано, що збільшення ширини  $\Gamma$  ядер пропорційно параметру деформації  $\beta$  (див. співвідно-

шення (10)). Розрахунки Хубера і інших [61] в рамках динамічної колективної моделі також показують, що при відсутності зв'язку дипольних і квадрупольних коливань гамільтоніан взаємодії лінійно пропорційний добутку  $E$  і  $\beta$ . Із сказаного безпосередньо випливає, що у феноменологічний вираз, що описує еволюцію ширини  $\Gamma$ , як параметра має входити значення ядерної деформації  $\beta$ .

В роботі [55] як параметр, що характеризує зв'язок дипольних коливань з коливаннями поверхні сферичного ядра, вибрана енергія першого вібраційного  $2^+$  рівня. На рис. 9 приведені залежності експериментальних ширин ГР для ізотопів Mo, Sn і Nd і величини  $1/E_2$  для цих ядер від нейтронного числа  $N$  [55]. Видно, що  $\Gamma$  і  $1/E_2$  добре корелюють. В результаті апроксимації методом найменших квадратів для сферичних ядер в роботі [55] одержана формула, яка задовільно описує еволюцію ширини в області  $90 < A < 150$ :

$$\Gamma = (0,026 \pm 0,005)E^{1,9 \pm 0,1} + (0,68 \pm 0,05) \cdot E\beta - (0,67 \pm 0,07)E_2^+ \text{ (MeV)}. \quad (18)$$

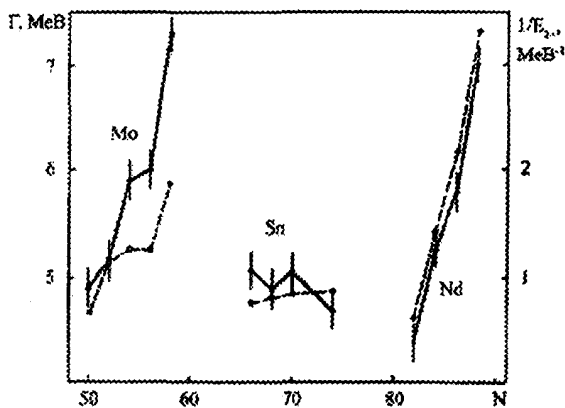


Рис. 9 – Кореляція ширини гігантського резонансу і параметру  $1/E_2^+$  (пунктирні лінії).  $E_2^+$  – енергія першого вібраційного  $2^+$  півня.

В роботі [57] як параметр, що характеризує розщеплення дипольної сили по проміжковим дипольним станам обумовлене диполь-квадрупольною взаємодією, вибрана енергія низьколежачих  $0^+$  – рівнів квазі-бета-вібраційної смуги  $E_\beta^{0+}$ . Значення  $E_\beta^{0+}$  добре відомі для більшості пар-

но-парних ядер [62]. Як показано в роботі [56] параметр  $1/E_\beta^{0+}$  достатньо універсальний і може бути використаний при розгляді еволюції ширини ГР як сферичних так і деформованих ядер, що характеризується ротаційним спектром низькоенергетичних збуджень. В області сферичних ядер значення  $1/E_\beta^{0+}$  також як і  $\Gamma$  максимальне для перехідних “м'яких” ядер і мінімальне для ядер із замкнутими оболонками або близькими до них. Для “жорстких” деформованих ядер, в яких диполь-квадрупольна взаємодія мала, величина  $1/E_\beta^{0+}$  також мала. Таким чином, можна передбачити, що частина повної ширини  $\Gamma - \Gamma^\downarrow$  можна записати в виді:

$$\Gamma - \Gamma^\downarrow = A \cdot E_d \cdot \beta + B \cdot (1/E_\beta^{0+})^2. \quad (19)$$

В результаті апроксимації експериментальних ширин важких ядер співвідношеннями типу (17) і (19) одержано наступний вираз для опису еволюції ширин  $E1$ -резонансу в області важких ядер  $A > 150$ :

$$\Gamma = (0,019 \pm 0,005)E_d^2 + (0,69 \pm 0,03)E_d \cdot \beta + (0,44 \pm 0,04)(E_\beta^{0+})^2 \text{ MeV}. \quad (20)$$

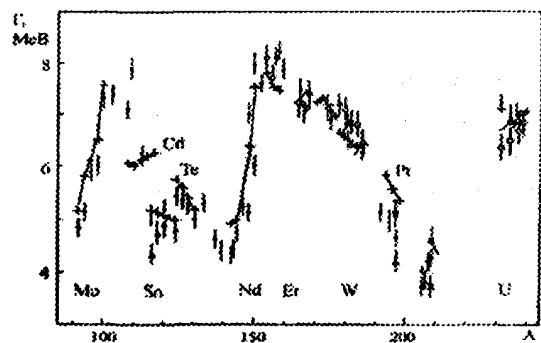


Рис. 10 – Порівняння експериментальних значень ширин ГР з розрахунками згідно формули (21) в області  $90 < A < 240$ . Ідея, що для “жорстких” сильнодеформованих ядер розпад двох простих станів  $|\Psi(\Delta k = 0)\rangle$  і  $|\Psi(\Delta k = 1)\rangle$  на стани більш складної природи являється єди-

ним процесом, що дає вклад в ширини цих станів  $\Gamma(E_1)$  і  $\Gamma(E_2)$ . Інтерпретовані таким чином дані ніби підтверджують сильну залежність  $\Gamma^\downarrow$  від енергії. Однак, якщо розглянути окремо сферичні “жорсткі” ядра із замкнутими оболонками (нейтронними, протонними)  $^{90}\text{Zr}$ ,  $^{116-124}\text{Sn}$ ,  $^{139}\text{La}$ ,  $^{141}\text{Pr}$ ,  $^{142}\text{Nd}$ ,  $^{208}\text{Pb}$ , для яких ширини ГР в рамках розглянутих моделей повинна визначатися в основному величина  $\Gamma^\downarrow$ , то виявляється, що експериментальні ширини ГР цих ядер майже не залежать від енергії  $E_d$ , а відповідно і від  $A$  (див. рис. 7, 10).

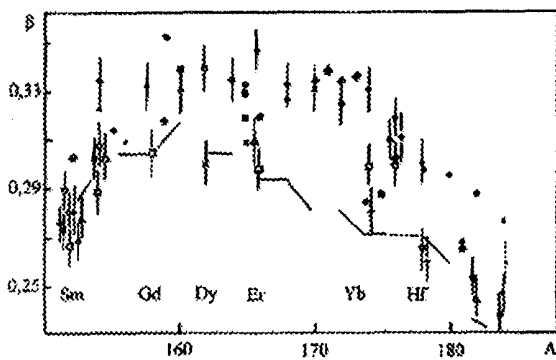


Рис. 11 – Залежність параметру деформації  $\beta$  від маси ядер в області  $150 < A < 190$ . Порівняння фотоядерних даних з результатами інших експериментів.

В той же час в роботі [64] відзначається, що взаємодія поперечних дипольних коливань  $|\Psi(\Delta k = 1)\rangle$  з коливаннями поверхні ядра може приводити до значного розщеплення стану  $|\Psi(\Delta k = 1)\rangle$ . В цій же роботі [64] відзначено, що врахування зв'язку дипольних і квадрупольних коливань приводить до посилення гамма-вібраційних сателітів поперечного мак-

симуму, а отже і до значного його розширення. Все це, певно, вказує на можливість існування іншого механізму розширення стану  $|\Psi(\Delta k = 1)\rangle$  ніж використаний для одержання параметрів в формулах (17) і використання для цих цілей деформованих ядер не зовсім коректно.

Якщо допустити, що ширина  $\Gamma^\downarrow$  для ядер розглядуваної області не залежить від енергії  $E_d$ , то шляхом феноменологічного аналізу можна отримати вираз, що добре описує поведінку ширин ГР в дуже широкому інтервалі мас як для сферичних так і деформованих ядер [57]:

$$\Gamma = (3,74 \pm 0,009) + (0,69 \pm 0,03)E_d \beta + (0,48 \pm 0,07)(E_\beta^{0+})^2 \text{ MeV.} \quad (21)$$

Порівняння експериментальних даних з величинами, розрахованими по формулі (21), приведено хрестиками на рис. 10. Позначення такі ж як на рис. 2. Видно, що розраховані значення добре узгоджу-

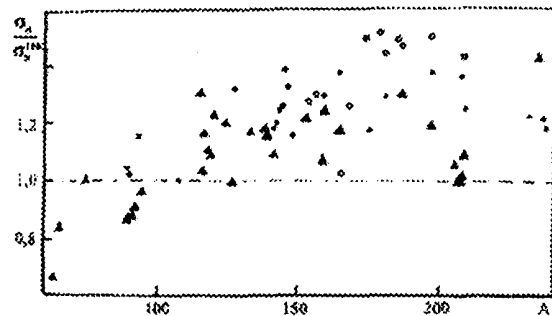


Рис. 12 – Залежність інтегральних перерізів поглинання гамма-квантів від маси ядер.

ються з експериментом у всьому діапазоні розглядуваних мас ядер  $90 < A < 240$ .

### 3. Параметри деформації і квадрупольні моменти

Параметри лоренцових кривих, що апроксимують форму експериментальної кривої перерізів поглинання дозволяють розрахувати в рамках статичної колективної моделі [12, 13] параметри деформації ядер  $\beta$  і їх квадрупольні моменти:

$$\beta_0 = \frac{2}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \frac{d^2 - 1}{d^{2/3}}$$

$$Q_0 = \frac{2}{5} r_0^2 \cdot Z \cdot A^{2/3} \cdot \frac{d^2 - 1}{d^{2/3}} = \frac{3}{5} \sqrt{\frac{5}{\pi}} r_0^2 \cdot Z \cdot A^{2/3} \cdot \beta_0, \quad (22)$$

де  $d = a/b$  – відношення великої і малої осі ядерного еліпсоїду, визначеного з фор-

мули (9),  $r_0$  – параметр ядерного радіусу.

Таблиця 1.

Параметри деформації і квадрупольні моменти ядер.

Ядро	$\beta$	$\beta[63]$	$Q_0$ , барн		
			[6]	[63]	Результати фотоядерних експериментів
$^{154}\text{Sm}$	$0.325 \pm 0.031$	0.320	$6.3 \pm 0.7$	6.65	$6.6 \pm 0.4$ [65]
$^{156}\text{Gd}$	$0.309 \pm 0.030$	0.319	$6.2 \pm 0.7$	6.91	
$^{165}\text{Ho}$	$0.309 \pm 0.041$	0.318	$6.8 \pm 0.9$	7.48	$7.14 \pm 0.6$ [66]
$^{168}\text{Er}$	$0.335 \pm 0.030$	0.315	$7.5 \pm 0.8$	7.60	
$^{174}\text{Yb}$	$0.295 \pm 0.039$	0.300	$7.0 \pm 0.9$	7.60	$6.96 \pm 0.4$ [1]
$^{178}\text{Hf}$	$0.302 \pm 0.032$	0.260	$7.5 \pm 0.8$	6.81	
$^{180}\text{Hf}$	$0.289 \pm 0.032$	0.259	$7.2 \pm 0.8$	6.83	$6.94 \pm 0.6$ [67]
$^{181}\text{Ta}$	$0.269 \pm 0.027$	0.252	$6.8 \pm 0.8$	6.75	$6.75 \pm 0.6$ [66]
$^{182}\text{W}$	$0.277 \pm 0.031$	0.236	$7.2 \pm 0.8$	6.40	$7.2 \pm 0.9$ [68]
$^{184}\text{W}$	$0.274 \pm 0.031$	0.223	$7.2 \pm 0.8$	6.09	$6.8 \pm 0.9$ [68]
$^{186}\text{W}$	$0.234 \pm 0.028$	0.215	$6.2 \pm 0.8$	5.9	$5.86$ [69]

Визначені із перерізів  $\sigma_{\text{tot}}$ , одержаних методом поглинання [6] по формулі (22) значення параметрів деформації при  $r_0 = 1,2$  фермі, квадрупольних моментів для деформованих ядер району самарій-вольфрам приведені в таблиці. В цій же таблиці для порівняння дані значення  $\beta$  і  $Q_0$ , одержані методом кулонівського збудження і приведені в роботі [63], а також одержані в інших фотоядерних експериментах [1,65–69]. Із таблиці видно, що вся сукупність даних добре узгоджується між собою.

На рис. 11 наведено порівняння параметрів деформації  $\beta$ , одержаних на основі аналізу перерізів поглинання гамма-квантів ядрами [6,65–69] з широкою сукупністю результатів, одержаних під дією заряджених частинок за допомогою різних методів розрахунків і узагальнених в роботі [70]. Результати фотоядерних експериментів вказані без приведення помилок. При цьому темними точками вказані результати роботи [6], точками, затемненими відповідно зверху і знизу – дані Сакле і Лівермора [3], ромбиками – результати для ітербію [1]. Світлими точками, з вказівкою помилок приведені результати, одержані методами кулонівського збудження. Іншими точками приведені результати, одержані в різних експериментах при розсіюванні різних заряджених частинок

– електронів, протонів,  $\alpha$ -частинок і т.д. [70]. Відрізками прямих на рис. 11 показані результати розрахунків рівноважних деформацій з використанням одночастинкових рівнів потенціалу Вудса-Саксона [70].

Із рис. 11 випливає, що на початку і в кінці рідкоземельної області спостерігається узгодження всіх параметрів ядерної деформації, одержаних як на основі сильної, так і електромагнітної взаємодії, в тому числі одержаних шляхом вивчення ядерного фотопоглинання. Результати розрахунків також узгоджуються з всіма експериментальними даними на границях району лантаноїдів. Однак в середині області вони узгоджуються лише з даними аналізу по методу зв'язаних каналів непружного розсіювання заряджених частинок середніх енергій.

В середині розглядуваної області спостерігається систематичне розходження параметрів деформації, одержаних із даних по розсіюванню заряджених частинок  $\beta_{\text{яд}}$  і параметрів, отриманих із робіт по вивченню приведеної імовірності збудження  $V[E_2]$  і визначенню часу життя першого  $2^+$  рівня основної ротаційної смуги  $\beta_{\text{кул}}$ . І хоч параметри деформації  $\beta$ , одержані в фотоядерних експериментах на основі аналізу перерізів фотопоглинання, містять помітні похибки, що затруднюють порівняння

(див. табл. 1), можна стверджувати, що ці результати знаходяться в кращій відповід-

ності з величинами  $\cdot\beta_{кул}$  із робіт по вивченню кулонівського збудження.

#### 4. Характеристика інтегрального перерізу гігантського E1-резонансу

Важливою характеристикою при теоретичному аналізі експериментальних результатів є різні наслідки правил сум. Правила сум, які є наслідком комутаційних співвідношень, зв'язують інтеграли виду  $\int\sigma_{tot}(E)dE$  з усередненим по основному стану системи значенням оператора, що залежить від гамільтоніану основного стану ядра і гамільтоніану взаємодії. Інтегральні перерізи і відповідно правила сум (для дипольного поглинання) можуть бути записані в більш загальному вигляді:  $\sigma_n = \int E^n \sigma(E) dE$ . Найбільш часто при аналізі експериментальних даних використовують інтегральні характеристики з  $n = 0, n = 1, n = 2$ . Тут ми розглянемо тільки випадок для  $n = 0$ .

Для атомів Томасом, Райхе і Куном було одержано класичне правило сум, яке стверджує, що повна електрична дипольна сила осцилятора, просумована по дискрет-

ним рівням і проінтегрована по суцільному спектру, рівна числу елементарних зарядів  $Z$  в системі [71].

Для оцінки інтегрального перерізу поглинання гамма-квантів ядром класичне правило сум дає вираз:

$$\sigma_0^{TRK} = \int \sigma(E) dE = 60NZ/A \text{ (мбн}\cdot\text{МеВ)}. \quad (23)$$

В роботі [72], було показано, що врахування сил притягання в нуклон-нуклонній взаємодії збільшує суму осциляторних сил. Ця величина була оцінена Бете і Левінджером [73], які одержали при умові, що якщо ядерний потенціал описується суммою простих і обмінних сил з однаковим співвідношенням між ними, то дипольна сума приймає вид:

$$\sigma_0 = \int_0^\infty \sigma(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \cdot \frac{NZ}{A} (1 + \alpha) = 60 \cdot \frac{NZ}{A} (1 + \alpha), \quad (24)$$

де обмінна поправка  $\alpha = 0,4$ . Співвідношення одержане для E1 – випромінювання в довгохвильовому наближенні. Так що для важких ядер воно обмежується при енергіях 30 МеВ.

Використовуючи дисперсійні співвідношення Геля–Манн, Гольдбергер, Тирринг [74] одержали вираз для перерізів фотопоглинання проінтегрованого по енергії до порогу народження мезонів і враховує всі мультиполі:

$$\int_0^M \sigma(E) dE = \frac{2\pi^2 e^2 \hbar}{Mc} \cdot \frac{NZ}{A} \left(1 + 0,1 \frac{A^2}{NZ}\right). \quad (25)$$

Правило сум (25) дає ті ж числові значення, що і правило Левінджера-Бете, однак цей результат залежить від різниці інтегральних перерізів утворення мезонів на вільних нуклонах і на нуклонах, зв'язаних в ядрі. Оскільки ці величини відомі з недостатньою точністю, то це правило є не дуже надійним.

На рис. 12 приведено залежність нормованих експериментальних інтегральних перерізів  $\sigma_{0L}/\sigma_0^{TRK}$  від маси ядер  $A$  (умовні позначення такі ж, як і на рис. 2). В якості інтегральних перерізів  $\sigma_0$  взяті значення  $\sigma_{0L} = \int \sigma_L(E) dE = (\pi/2)\sigma_0\Gamma_0$ , де  $\sigma_0, \Gamma_0$  – параметри Лоренцових кривих, що апроксимують відповідні експериментальні перерізи  $\sigma_{tot}(E)$ . Тобто  $\sigma_{int}' = \sigma_{int}/\sigma_0 = \sigma_{int}/(0,06NZ/A)$ . Із рис. 12 видно, що в області  $A > 125$  залежність  $\sigma_0' = f(A)$  виходить на плато і дорівнює 1,4. Тобто обмінна поправка  $\alpha$  в формулі (24) близька 0,4. В області  $50 < A < 125$  із зменшенням  $A$  видно спад  $\sigma_0'$  до величини меншої за 1. Це може бути зв'язано з тим, що дані одержані в цьому районі шляхом сумування фотонейтронних перерізів  $\sigma_{\alpha} = \sigma(\gamma, n) + \sigma(\gamma, 2n) + \sigma(\gamma, pn) + \dots$  і не враховується вклад фотопротонного каналу.

Окамото та інші, Вонг та інші [75–77], використовуючи більш точний ніж в роботі [73] вид ядерного потенціалу і хвильової функції основного стану, одержали значення  $\alpha$  в два-три рази більше ніж одержане Левіндженром [73].

Вимірювання повних перерізів фотопоглинання в області 10–140 МеВ, виконані для ряду легких ядер [78], показали що відношення інтегрального перерізу до величини  $0,06(NZ/A)$  дорівнює приблизно 2. Цей результат вказує на значну величину інтегрального перерізу вище 30 МеВ і, певно, підтверджує розрахунки Окамото і Вонга.

Недивлячись на значне число досліджень ГР проблема його детального теоретичного опису залишається не вирішеною. Не досліджено питання про імовірність різних механізмів фотоядерної реакції – напівпрямого (обумовленого розпадом  $1p-1h$  конфігурацій з вильотом нуклонів в неперервний спектр), передрівноважного і рівноважного, що йде через складове ядро. Структура ГР, що експериментально спостерігається, не одержала задовільного опису ні в рамках колек-

тивних ні мікроскопічних теорій (частинково-диркова модель, теорія обмежених фермі-систем). Теорія зустріла значні труднощі в інтерпретації ширини гігантського резонансу, в поясненні імовірності збудження визначених, фіксованих станів дочірніх ядер при розпаді ГР, енергетичних спектрів продуктів та інше. Все це привело до того, що в останній час зусилля експериментаторів перенеслися з досліджень грсхарактеристик ГР на вивчення розпадних характеристик гігантського резонансу в тому числі з фіксацією окремих виділених станів дочірніх ядер [79–81].

Труднощі теорії в описі ширин ГР, його розпаду в значній мірі зв'язані з необхідністю врахування збуджених станів більш складних ніж  $1p-1h$ . Значна трудомісткість таких задач, невідомість цілого ряду суттєвих параметрів теорії приводить до помітних спрощень і великої різноманітності методів розрахунку, результати яких з певним розумінням треба розглядати як якісні.

1. Varlamov A.V., Varlamov V.V., Rudenko P.S., Stepanov M.E. Atlas of Giant Resonances. IAEA, Vitna, INDC (NDS)-394 (1999).
2. Ишханов Б.С., Капитонов И.М. Взаимодействие электромагнитного излучения с атомными ядрами. – М.: МГУ, 1979.
3. Dietrich S.S., Berman B.L. Atlas of Photonucler Data. // Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1988. – V. 38. – №2. – P. 199.
4. Gurevich G. M., Lazareva L.E., Mazur V.M., et al. Nucl.Phys, 1976. – V. A 321. – P. 326.
5. Гуревич Г.М., Лазарева Л.Е., Мазур В.М. // Письма в ЖЭТФ, 1976. – Т. 23. – С. 411.
6. Gurevich G. M., Lazareva L.E., Mazur V.M., et al. // Nucl.Phys, 1981. – V. A 351. – P. 257.
7. Baldwin G.C., Klaiber G.G. // Phys.Rev., 1947. – V. 71. – P. 3.

8. Мигдал А.Б. // ЖЭТФ, 1945. – Т. 15. – С. 81.
9. Goldhaber M., Teller E. // Phys.Rev., 1948. – V. 74. – P. 1046.
10. Steinwedel H., Jensen J.H.D. // Z.Naturforsch, 1950. – V. Bd5a. – P. 413.
11. Berman B.L., Fultz S.C. // Rev. of Modern Phys, 1975. – V. 47. – №3. – P. 713.
12. Danos M. // Nucl.Phys, 1958. – V. 5. – P. 23.
13. Okamoto K. // Phys.Rev, 1958. – V.110. – P. 143.
14. Carlos P., Beil H., Bergere R. // Nucl. Phys, 1971. – V. A172. – P. 437.
15. Danos M., // Proceed. Of Int.Conf. on Photonucler Reactions and Applications. Asilomar, 1973. – P. 43.
16. Инопин Е.В. // ЖЭТФ, 1960. – Т. 38. – С. 992.
17. Балдин А.М. // ЖЭТФ, 1959. – Т. 37. – С. 202.
18. Danos V., Greiner W. // Phys.Rev, 1964. – V. 134B. – P. 284.



19. Семенко С.Ф. // ЯФ, 1965. – Т. 1. – С. 414.
20. Tourneaux J. Le // Dan. Mat. Phys. Medd, 1965.– V. 34, №11.
21. Айзенберг М., Грайнер В. // Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления. – М.: Атомиздат, 1975.
22. Нильсон С.Г. // Сб. Деформация атомных ядер. – М.: ИЛ, 1965.
23. Weber H.J. et al. // Z.Phys, 1966. – V. 190. – P. 25.
24. Weber H.J. et al. // Z.Phys, 1966. – V. 192. – P. 182.
25. Arenhovel H., Danos M., Greiner W. // Phys.Rev, 1967.– V. 157. – P. 1109.
26. Brambelett R.L., Caldwell J.T., Auchampaughn G.F. and Futz S.C. // Phys.Rev., 1963. – V. 129. – P. 2723.
27. Danos M., Greiner W. // Phys.Rev, 1965. – V. 138B. – P. 876.
28. Kumar K., Baranger V. // Nucl.Phys, 1971. – V. A92. – P. 608 ; 1968. – V. A122. – P. 273.
29. Работников Н.Н., Серегин А.А. // ЯФ, 1969. – Т. 10. – С. 286.
30. Давыдов А.С. // Возбужденные состояния ядер. – М.: Атомиздат, 1967.
31. Семенко С.Ф., Тулупов Б.А. // Сб. Электромагнитные взаимодействия ядер при малых и средних энергиях. – М.: Наука, 1972. – С. 87.
32. Auerbach N., Yeverechyahn A. // Ann. Phys, 1975. – V. 95.– P. 35.
33. Hasse R.W., Nerud P., Phys J. // G. Nucl. Phys, 1976. – V. 2. – P. L101.
34. Wilkinson D. // Physica, 1956. – V. 22. – P. 1039.
35. Elliott J.P., Flowers B.H. // Proc. Roy. Soc., London, 1957. – V. A242. – P. 57.
36. Brown G.E., Bolsterley M. // Phys. Rev. Lett., 1959. – V. 3. – P. 472.
37. Айзенберг М., Грайнер В. // Микроскопическая теория ядер. – М.: Атомиздат, 1976. – С. 20.
38. Bauer M. // Doctoral thesis. Univ. of Maryland , 1962.
39. Miceska H.J. // Z. Phys, 1964. – V. 177. – P. 441.
40. Bloch C., Gillet V. // Phys. Lett, 1965. – V. 16. – P. 62; 1965. – V. 18. – P. 58.
41. Danos M., Greiner W. // Phys. Rev, 1966. – V. 146. – P. 708.
42. Buck B., Hill A.D. // Nucl.Phys, 1967. – V. 95A. – P. 271.
43. Lemmer R.H., Veneroni V. // Phys. Rev, 1970. – V. 170. – P. 883.
44. Feshbach H. // Ann. Phys.(N.Y.), 1957. – V. 5. – P. 357.
45. Feshbach H. // Ann. Phys.(N.Y.), 1962. – V. 19. – P. 287.
46. Weidenmuller H. // Nucl. Phys, 1965. – V. 75. – P. 189.
47. Weidenmuller H. // Z. Phys, 1967. – V. 202. – P. 302.
48. Живописцев Ф.А., Московин В.М., Юдин Н.П. // Изв. АН СССР, 1965. – сер. физ. 30. – С. 306.
49. Dover C., Lemmer R.H., Hahne S.J.W. // Prepr. Ossay. IPNO/TH. 71-15, 1971.
50. Davidson A.M. // Nucl. Phys, 1972. – A180. – P. 208.
51. Мигдал А.Б. // Теория конечных ферми-систем и свойства атомных ядер. – М.: Наука, 1965.
52. Бунатян Т.Г. // ЯФ, 1966. – Т. 4. – С. 920.
53. Камерджиев С.П. // ЯФ, 1972. – Т. 15. – С. 676.
54. Денисов В.Ю. // ЯФ, 1986. – Т. 44. – С. 31.
55. Carlos P., Bergere R., Beil H. et al. // Nucl. Phys, 1974. – V. A219. – P. 61.
56. Гуревич Г.М., Мазур В.М. // Препринт КИЯИ-81-19. К., 1981.
57. Гуревич Г.М., Мазур В.М. // УФЖ, 1984. – Т. 29, – С. 668.
58. Strutinsky V.M. // Nucl.Phys, 1968. – V. A122. – P. 1.
59. Arenhovel H., Maison J.M. // Nucl.Phys, 1970. – V. 157. – P. 61.
60. Levis B.M. // Phys. Rev, 1975. – V. 11. – P. 145.
61. Huber G.M., M.Danos, Weber H.J. // Phys. Rev, 1967. – V. 155. – P. 1073.
62. Sakai M. // Atomic Data and Nucl. Data Tables, 1975. – № 6. – P. 513.
63. Lobner K.E.C., Vetter M. // Nucl. Data Tables, 1970. – V. A7. – P. 495.
64. Орлин В.Н. // ЯФ, 1974. – V. 19. – P. 521.

65. Carlos P., Beil H., Bergere R. // Nucl. Phys, 1974. – V. A225 – P. 171.
66. Bergere R., Beil H., Veysiere A. // Nucl. Phys, 1968. – V. A121. – P. 463.
67. Горячев Б.И., Кузнецов Ю.В., Орлин В.Н. // ЯФ, 1976. – Т. 23. – С. 1145.
68. Сорокин Ю.И., Хрущев В.А., Юрьев Б.А. // ЯФ, 1973. – Т. 17. – С. 3.
69. Bergman V.L., Kelly M.A., Bramblett V.L. // Phys.Rev, 1969. – V. 185. – P. 1576.
70. Курепин А.Б., Топильская Н.С. // ЯФ, 1974. – Т. 20 – С. 1117.
71. Левинджер Дж. // Фотоядерные реакции. – М.: ИЛ, 1962.
72. Freenberg E. // Phys. Rev, 1936. – V. 49. – P. 328.
73. Levinger J., Bethe H. // Phys. Rev, 1950. – V. 78. – P. 115.
74. Gell-Mann M., Goldberger M.L., Thirring W. // Phys. Rev, 1954. – V. 95. – P. 1612.
75. Okamoto K., Hasegawa K. // Prog. Theor. Phys, 1962. – V. 28. – P. 137.
76. Wang T.P., Klark J.W. // Prog. Theor. Phys, 1965. – V. 34. – P. 778.
77. Левинджер Дж. // Труды Международной конференции по электромагнитным взаимодействиям. Дубна, 1967. – С. 411.
78. Ahrens J., Borchert H., Czok K.H. et al. // Nucl. Phys, 1975. – V. A251 – P. 479.
79. Мазур В.М. // ФЭЧАЯ, 2000. – Т. 31. – С. 385.
80. Ишханов Б.С., Капитонов И.М., Тутьнь И.А. // ЯФ, 2002. – Т. 65. – С. 3.
81. Варламов В.В. и др. // ЯФ, 2002. – Т. 65. – С. 52.

## GIANT NUCLEAR DIPOLE RESONANCE

**V.M. Mazur**

Institute of Electron Physics, Ukrainian National Academy of Sciences,  
Universytetska St.21, Uzhgorod, 88016, Ukraine

The experimental data on the total cross sections for gamma-quanta absorption by intermediate and heavy nuclei in the energy region of giant dipole resonance have been systematized and presented. The evolution of the E1-giant resonance parameters as a function of nuclei mass has been analyzed. The experimental data are interpreted in terms of relevant theoretical approaches.