

Київський національний університет імені Тараса Шевченка
Фізичний факультет
Кафедра ядерної фізики

На правах рукопису

Залежність ширин гігантського дипольного резонансу від спіну та температури ядра

Напрямок: 0701 – фізика
Спеціальність: 6.070100 –
Фізика ядра і елементарних частинок
Спеціалізація:
Експериментальна ядерна фізика

Курсова робота бакалавра
Студента четвертого курсу
Бурмістрова Леоніда
Володимировича

Науковий керівник:
Доктор фіз.-мат. наук, проф.
Плюйко Володимир
Андрійович

Робота заслухана на засіданні кафедри ядерної фізики
та рекомендована до захисту в ДЕК, протокол № 25 від 16.06.2006 р.

Завідувач кафедри ядерної фізики
Кандидат фіз.-мат. наук

Каденко І. М.

Зміст

1.	Вступ. Гігантські резонанси та їхня інтерпретація.....	3
2.	Ширини ГДР у системах що утворилися при взаємодії важких йонів.....	8
3.	Зміна форми швидко обертаючих ядер.....	10
3.1	<i>Залежність повної енергії системи від деформації ядра.....</i>	<i>10</i>
3.2	<i>Параметризація залежності параметру деформації від кутового моменту ядраі.....</i>	<i>12</i>
4.	Параметризація ширини ГДР для сферичного ядра, в залежності від температури.....	15
5.	Нова параметризація ширини ГДР.....	16
6.	Порівняння ширини ГДР з експериментальними значеннями.....	17
7.	Висновки.....	2
	Література.....	24

1. Вступ

Гігантські резонанси та їхня інтерпретація

Крім вібраційних станів з низькими енергіями, зумовлених коливаннями нуклонів поверхні ядра, існують також й інші типи колективних збуджень, які спричинені різними зміщеннями значних груп нейтронів відносно протонів. У таких коливаннях може брати участь велика кількість нуклонів і тому їхні коефіцієнт жорсткості та енергія будуть значно більшими ніж при поверхневих коливаннях, у яких беруть участь лише нуклони, що розташовані біля поверхні ядра. Такі Високоенергетичні колективні стани зазвичай називають гігантськими резонансами, оскільки вони приводять до кривої резонансного виду для ймовірності процесу поглинання гамма-квантів ядрами. Максимум резонансної кривої фотопоглинання сферичним ядром відповідає енергії E_r гігантського резонансу, а її ширина обумовлена зв'язком гігантського резонансу з іншими станами ядра і є шириною Γ_r розпаду, що визначає ймовірність $\omega_r = \Gamma_r / \hbar$ його розпаду.

Уперше явище гігантського резонансу було відкрито при дослідженні поглинання електричних дипольних гамма-квантів і тому відповідний збуджений стан ядра отримав назву гігантського дипольного резонансу (ГДР). Енергії гігантських дипольних резонансів лежать в інтервалі від 14 MeV для

важких ядер, до ~ 20 MeV для легких, а ширини – відповідно в межах від ~ 4 до ~ 7 MeV.

Електричний дипольний момент залежить від зміщень координат усіх протонів відносно нейтронів, тому гігантський дипольний резонанс можна інтерпретувати як колективний стан, що пов'язаний з одночасними коливаннями всіх протонів відносно всіх нейтронів.

Першу колективну модель, яка якісно описала явище резонансного поглинання електричного дипольного випромінювання, запропонував А.Б. Мігдал (1944 р.). У цій моделі ядро розглядалося як сукупність взаємно проникливих стисливих протонної і нейтронної рідин. Зовнішнє електричне поле викликає коливання протонної рідини відносно нейтронної і зміну їх густин. Ядро, таким чином, веде себе як осцилятор, вимушені коливання якого збуджуються зовнішнім електричним полем. Резонанс в ймовірності поглинання гамма-квантів виникає тоді коли частота ω зовнішнього електричного поля збігається з власною частотою $\omega_r = E_r / \hbar$ осцилятора.

Мігдал уперше розглянув вимушені коливання нейтронів відносно протонів. Енергії власних коливань пізніше розглянули Гольдхабер і Теллер (1948 р.), проаналізувавши два можливих варіанти колективних рухів протонів відносно нейтронів, які можуть приводити до формування гігантського дипольного резонансу з енергіями, що зменшуються зі зростанням масового числа A . (див. Рис.1.1).

1. Протони і нейтрони розглядаються як дві рідини. Вважається, що нуклони на поверхні ядра займають фіксоване положення. Коливання протонів і нейтронів відбуваються тільки всередині ядра і означають зміну густин протонної і нейтронної рідин. У цьому випадку сила пружності коливань на одиницю маси буде пропорційною градієнтам змін густин рідин нуклонів. Для такого зміщення всередині ядра максимальна зміна густини є обернено пропорційною радіусу ядра R_0 , а тому градієнт і сила пружності будуть пропорційними $1/R_0$. Таким чином, частота, що при гармонічних коливаннях має змінюватися як квадратний корінь з сили пружності, буде пропорційною $1/R_0$, тобто буде обернено пропорційною кубічному кореню з маси ядра

$\omega_r = E_r / \hbar \sim A^{-1/3}$. У подальшому ця гідродинамічна модель ядра була розвинута Штейнведелем і Йенсеном (1950 р.) і отримала назву моделі Штейнведеля-Йенсена.

2. У другій моделі, яка пізніше отримала назву моделі Гольдхабера-Теллера, вважається, що колективні відносні коливання протонів і нейтронів у ядрі можна розглядати як коливання двох нестисливих і взаємопроникливих сфер. Біля поверхні ядра протонна і нейтронна сфери зміщуються одна відносно другої на деяку відстань $x < a$, де a - радіус дії ядерних сил і тому сили пружності будуть силами, що обумовлені взаємодією зміщених частин протонної і нейтронної сфер з нуклонами внутрішньої частини ядра.

Резонансна частота ω_r осцилятора, як відомо може бути визначена за формулою

$$\omega_r = \sqrt{k/M}, \quad (1.1)$$

де k – коефіцієнт пружності, M – маса осцилятора. При малих зміщеннях x кількість (оголених) нуклонів, що не перетинаються, а отже відповідно і коефіцієнти пружності є пропорційними поверхні ядра, тобто радіусу ядра у квадраті R_0^2 . Маса ядра пропорційна R_0^3 , тому маємо

$$E_r = \hbar \omega_r = \hbar \sqrt{\frac{k}{M}} = \text{const} \sqrt{\frac{R_0^2}{R_0^3}} = \text{const} R_0^{-1/6}. \quad (1.2)$$

Дотримуючись розгляду Гольдхабера і Теллера, знаходимо значення константи в цьому виразі з умови рівності при $x = a$ потенціальної енергії $U_G(x)$ зміщення нуклонів з положення рівноваги і мінімальної енергії $U_D(x)$ необхідної для роз'єднання нуклонів, які зміщуються при коливаннях. Якщо зміщення протонної рідини відносно нейтронної незначне і менше радіуса дії ядерних сил ($x < a$), то на кожний нуклон діє пружна сила повернення, що пропорційна x . Тому потенціальна енергія зміщення нуклонів з положення рівноваги визначається виразом

$$U_G(x) = \frac{kx^2}{2}. \quad (1.3)$$

При $x \gg a$ кількість повністю роз'єднаних нуклонів дорівнює $2\pi R_0^2 \rho_0 x/m$, де m - маса нуклона; ρ_0 – густина протонів і нейтронів (вважаємо, що їх густини однакові). Якщо U_0 – глибина ядерного потенціалу притягання, то енергія, необхідна для роз'єднання нуклонів, буде дорівнювати

$$U_D(x) = \frac{2\pi R_0^2 \rho_0 x}{m} U_0. \quad (1.4)$$

З умови рівності виразів (1.3) і (1.4) при $x = a$ ($U_G(a) = U_D(a)$) знаходимо

$$k = \frac{4\pi R_0^2 \rho_0 U_0}{am}$$

Оскільки маса ядра M дорівнює $\frac{4}{3}\pi R_0^3 \rho_0$ і $R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ то отримуємо

$$E_r \sim 45 A^{-\frac{1}{6}} \quad (1.5)$$

де були використані такі значення констант: $r_0 = 1.2$ фм, $a = 2$ фм і $U_0 = 40$ МеВ. Відповідно до першої моделі колективного руху нуклонів у ядрах, енергія гігантського дипольного резонансу пропорційна $A^{-\frac{1}{3}}$, згідно з іншого – енергія E_r залежить від масового числа як $A^{-\frac{1}{6}}$. Оскільки у свій час експериментальних даних було мало і з ними найкраще узгоджувалася залежність $E_r \sim A^{-\frac{1}{6}}$ то Гольдхабер і Теллер віддали перевагу другій моделі, у межах якої знайшли аналітичний вираз (1.5) для енергії гігантського резонансу. Подальші експериментальні дослідження показали, що в середніх і важких ядрах залежність енергії E_r від масового числа майже пропорційна $A^{-\frac{1}{3}}$, тому необхідно детально розглянути першу модель, що і було зроблено Штейнведелем і Йенсеном для сферичних ядер. Схематично моди колективного руху, що відповідають моделям Гольдхабера – Теллера та Штейнведеля – Йенсена, зображені на рис.1.1.

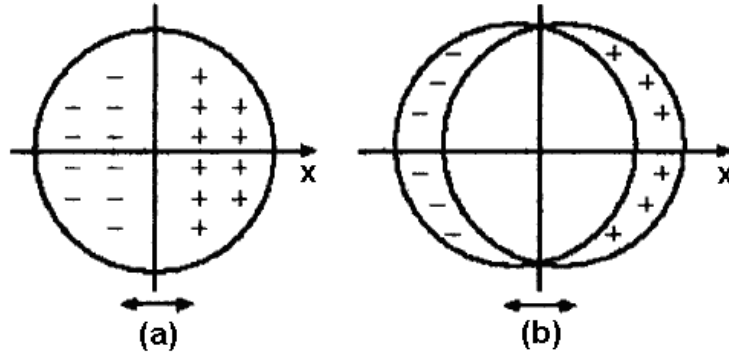


Рис.1.1 Схема зображення дипольних мод коливань в ядрах: а – модель Штейнведеля-Йенсена; б – модель Голдхабера-Теллера

Згідно з гідродинамічною моделлю Штейнведеля – Йенсена, ядро складається з протонної та нейтронної рідин з густинами протонів $\rho_p(r, t)$ і нейтронів $\rho_n(r, t)$, які змінюються у просторі та часі і гігантський дипольний резонанс обумовлений зміною густин нейтронів і протонів, тобто локальною зміною кількості протонів і нейтронів при сталій повній густині нуклонів.

Коливання нуклонів у моделі Штейнведеля-Йенсена можна інтерпретувати як ізовекторні об'ємні коливання ядерної матерії, які відповідають зміні спінізоспінового компонента $\rho_{ST}(r, t)$ густини у станах з двома нуклонами із значеннями повного спіну $S=0$ та ізоспіну $T=1$. Оскільки нуклон може перебувати у двох спінових і двох ізоспінових станах, то, загалом, у двокомпонентній системі нуклонів можна ввести чотири типи густин, а саме: густий протонів $\rho_{p\uparrow}(r, t)$, $\rho_{p\downarrow}(r, t)$ і нейтронів $\rho_{n\uparrow}(r, t)$, $\rho_{n\downarrow}(r, t)$ із спінами, напрямленими відповідно вздовж і проти осі квантування. Повні густини протонів і нейтронів будуть дорівнювати $\rho_p(r, t) = \rho_{p\uparrow}(r, t) + \rho_{p\downarrow}(r, t)$, $\rho_n(r, t) = \rho_{n\uparrow}(r, t) + \rho_{n\downarrow}(r, t)$ вони відповідають станам двох нуклонів з повним спіном $S=0$, а різниця повних густин протонів і нейтронів збігається з ізоспіною густиною $\rho_{S=0, T=1}(r, t)$ у нескінченній ядерній речовині:

$$\rho_p(r, t) - \rho_n(r, t) = \rho_{S=0, T=1}(r, t).$$

Тому говорять, що об'ємні коливання нуклонів, які супроводжують збудження гігантського дипольного резонансу в моделі Штейнведеля-Йенсена,

відповідають повному ізоспіну $T=1$. Такий гігантський резонанс називають ізовекторним, оскільки його збудження обумовлено відмінним від нуля значення ізоспіну двох нуклонів ядерної матерії, а ізоспін є вектором у ізоспіновому просторі.

Інтенсивні експериментальні і теоретичні дослідження показали, що в дійсності ізовекторний гігантський дипольний резонанс формується як об'ємними так і поверхневими збудженнями. Загалом, середні експериментальні значення енергій ГДР у всіх ядрах (при не дуже високих енергіях теплових збуджень) описуються виразом

$$E_{GR} = 31.2A^{-1/3} + 20.6A^{-1/6}. \quad (1.6)$$

А ширина розпаду ГДР для сферичних холодних (з нульовою енергією теплових збуджень) ядер можна подати у такому вигляді

$$\Gamma_{GR} = 0.0198E_{GR}^{1.9}. \quad (1.7)$$

За допомогою гідродинамічної колективної моделі Шредінгера – Йенсена збудження гігантських дипольних резонансів було успішно розглянуто і у важких деформованих ядрах. Для ядер, які мають форму аксіально – симетричного еліпсоїда, ізоскалярні ГДР вперше теоретично вивчалися в роботах Даноса (1958 р.) Окамото (1959 р.), а вираз для енергій ГДР у випадку неаксіальних еліпсоїдальних ядер були отримані Є. В. Інопіним (1960 р.)

2. Ширини ГДР у системах що утворилися при взаємодії важких йонів

Останнім часом стали проводитись експерименти з дослідження фотопоглинання нагрітих ядер, що утворюються при зіткненнях важких йонів, і які характеризуються великими енергіями збудження (температурами),

кутовими моментами обертання та деформаціями. Далі розглянемо опис ширин гігантських дипольних резонансів (ГДР) в таких ядрах.

Раніше ширини ГДР розглядалися в роботах [1-2], [8]. Майже всі аналітичні вирази для ширин що існують базуються на підгонці експериментальних даних. Зокрема, в роботі [1] запропоновано такий вираз для ширини ГДР у нагрітих ядрах з масовим числом A температурою T (MeV) і спіном J в одиницях \hbar :

$$\Gamma(T, J, A) = \bar{\Gamma}_0(A, T) \left(1 + \frac{J^2}{4T_0^2} + \frac{J^4}{16T_0^4} + \frac{J^6}{64T_0^6} \right), \quad (2.1)$$

де

$$\bar{\Gamma}_0(A, T) = \Gamma_0(A) + c(A) \ln \left(1 + \frac{T}{T_0} \right) \quad (2.2)$$

$$c(A) = 6.45 - \frac{A}{100} \quad (2.3)$$

$$L(\xi) = 1.8 \left(1 + e^{\frac{1.3\xi}{0.2}} \right)^{-1} + 1 \quad (2.4)$$

Тут $\Gamma_0(A)$ - ширина ГДР у сферичному ядрі при нульовому спіні та нульовій температурі; $L(\xi)$ - функція, що визначає залежність ширини від спіну; а $T_0 = 1$ MeV.

В роботі [2] було отримано такий вираз ширини ГДР:

$$\Gamma_2(J, T, A) = \frac{E_0 \langle \bar{\beta}(J, T, A) \rangle - c}{a} + \Gamma_0, \quad (2.5)$$

де $\bar{\beta}(J, T, A)$ – параметр квадрупольної деформації; $a \approx 0.8$, $c \approx 0.12$;

$$\langle \bar{\beta}(J, T, A) \rangle = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{T}{C_0}} \omega_1(\xi)^{\frac{4}{(T+3)}} \quad (2.6)$$

$$\omega_1(\xi) = 1 + \frac{a_1}{1 + \exp\left(\frac{a_2 - \xi}{a_3}\right)} \quad a_i = (4.3, 1.64, 0.31) \quad \xi = \frac{J}{A^{5/6}} \quad (2.7)$$

$$C_0 = a_1 A^{\frac{2}{3}} + a_2 \frac{(N-Z)^2}{A} + a_3 \frac{Z^2}{A} + a_4 \frac{Z^2}{A^{1/3}} \quad a_i = (3.09, -0.74, 0.12, -0.066) \quad (2.8)$$

де Z – заряд ядра, N – кількість нейтронів.

В даній роботі запропонована нова фізично обгрунтована параметризація для ширини ГДР, що базується на зв'язку збільшення ширини перерізу фотопоглинання ядром зі збільшенням значення його деформації, спричиненої зростанням швидкості обертання.

Перевага фізично обгрунтованого підходу полягає в тому, що його можна поширити на велику кількість ядер, оскільки експериментальних даних з фотопоглинання нагрітими ядрами, що обертаються, на даний момент небагато.

3. Зміна форми швидко обертаючих ядер

3.1 Залежність повної енергії системи від деформації ядра.

При обертанні ядра виникають відцентрові сили. Тому ядро, що в основному стані було сферичним, деформується. Далі у роботі розглядатимемо деформовані ядра у рамках краплинкової моделі. В першому наближенні ядро розглядається як еліпсоїд обертання (див рис.3.1). Повна енергія ядра E_{tot} складається з поверхневої енергії E_{surf} , кулонівської енергії E_{coul} і енергії обертання E_{rot} [3-5].

$$E_{tot} = E_{surf} + E_{coul} + E_{rot} \quad (3.1)$$

Формули для енергій E_{surf} , E_{coul} , E_{rot} мають найпростіший вигляд як функції ексцентриситету ε .

Витягнутий еліпсоїд

Для витягнутого еліпсоїда ($a > b$) ексцентриситет визначається за формулою:

$$\varepsilon^2 = 1 - \frac{a^2}{b^2} = 1 - \frac{\frac{4\pi}{5} \frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}}}{\frac{4\pi}{5} + \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}}}, \quad 0 \leq \varepsilon < 1, \quad (3.2)$$

де β – параметр деформації.

Поверхнева енергія має вигляд:

$$E_{surf} = \frac{E_{surf}^0}{2\varepsilon} \left(1 - \varepsilon^2 \right)^{-\frac{1}{6}} \left(1 - \varepsilon^2 \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{\arcsin(\varepsilon)}{\varepsilon} \quad (3.3)$$

де

$$E_{surf}^0 = 4\pi\sigma R_0^2 = 17.8 A^{\frac{2}{3}} (MeB) \quad (3.4)$$

– поверхнева енергія сфери. Тут було враховано, $R_0 = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ з $r_0 = 1.216$ фм, та використано значення $\sigma = 0.953 (MeB \text{ фм}^{-2})$ з роботи [6].

Кулонівська енергія рівна:

$$E_{coul} = \frac{E_{coul}^0}{2\varepsilon} \left(1 - \varepsilon^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.5)$$

де

$$E_{coul}^0 = \frac{3e^2 Z^2}{5r_0 A^{\frac{1}{3}}} = 0.17 Z^2 A^{-\frac{1}{3}} (MeB) \quad (3.6)$$

– кулонівська енергія для сфери.

Енергія обертання рівна:

$$E_{rot} = 2E_{rot}^0 J(J+1) (1 - \varepsilon^2)^{\frac{2}{3}} \left(\frac{2}{3} - \varepsilon^2 \right)^{-1} \quad (3.7)$$

де

$$E_{rot}^0 = \frac{5\hbar^2}{2MR_0^2} = 34.5 A^{-\frac{5}{3}} \quad (3.8)$$

– енергія обертання сфери, зі спіном ядра $J=1$, M – маса ядра.

Сплюснутий еліпсоїд

Для сплюснутого еліпсоїда ($a > b$) ексцентриситет визначається як:

$$\varepsilon^2 = \frac{a^2}{b^2} - 1 = \frac{\frac{\beta}{2} \sqrt{\frac{5}{4\pi}}}{\frac{\beta}{2} + \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}}} - 1, \quad 0 \leq \varepsilon < 1 \quad (3.9)$$

Поверхнева енергія має вигляд:

$$E_{\text{surf}} = \frac{E_{\text{surf}}^0}{2} (1 + \varepsilon^2)^{\frac{1}{3}} + \frac{\ln \left(\frac{1 - \varepsilon^2}{2} \right)^{\frac{1}{2}} + \varepsilon}{\varepsilon (1 + \varepsilon^2)^{\frac{1}{2}}} \quad (3.10)$$

Кулонівська енергія рівна:

$$E_{\text{coul}} = \frac{E_{\text{coul}}^0}{\varepsilon} (1 + \varepsilon^2)^{\frac{1}{3}} \arctan(\varepsilon) \quad (3.11)$$

Енергія обертання рівна:

$$E_{\text{rot}} = E_{\text{rot}}^0 J(J+1) (1 + \varepsilon^2)^{-\frac{1}{3}} \quad (3.12)$$

3.2 Параметризація залежності параметру деформації від кутового моменту ядра.

Незбуджене ядро має знаходитись у стані з найменшою енергією. Тому, знаходячи мінімум повної енергії з рівняння

$$\frac{d}{d\varepsilon} E_{\text{tot}}(\varepsilon, J) = 0, \quad (3.13)$$

отримаємо залежність параметру деформації від спіну ядра J . Далі розв'язуючи рівняння (17) відносно β , отримаємо зв'язок β з ε . Для витягнутого еліпсоїда ($\beta > 0$) маємо:

$$\beta = \frac{(1 - \sqrt{1 - \varepsilon^2})}{\sqrt{\frac{5}{4\pi} \sqrt{1 - \varepsilon^2} + \frac{1}{2}}} \quad (3.14)$$

Аналогічно для сплюсненого еліпсоїда ($\beta < 0$) маємо:

$$\beta = \frac{(1 - \sqrt{1 + \varepsilon^2})}{\sqrt{\frac{5}{4\pi} \sqrt{1 + \varepsilon^2} + \frac{1}{2}}} \quad (3.15)$$

Існує багато параметризацій для β , зокрема, в роботі [7] запропонована така:

$$\beta(J) = E_s(J) \frac{(a_1 + a_2 E_s(J))}{(1 + a_3 E_s(J))^2} \quad (3.16)$$

$$E_s(J) = 34.5 A^{-\frac{5}{3}} J(J+1) \text{ (MeV)}, \quad (3.17)$$

$E_s(J)$ – енергія обертання еквівалентного сферичного ядра зі спіном J

$$a_i = b_i + c_i(A + d_i)^2 \quad (3.18)$$

Табл.1 Значення параметрів підгонки для сплюсненого ядра.

b_i	c_i	d_i
$-7.46 \cdot 10^{-3}$	$-1.94 \cdot 10^{-7}$	-107.07
$-4.2 \cdot 10^{-5}$	$-4.25 \cdot 10^{-9}$	-93.904
$5.7 \cdot 10^{-3}$	$2.44 \cdot 10^{-7}$	-73.505

Табл.2 Значення параметрів підгонки для витягнутого ядра.

b_i	c_i	d_i
$-6.36 \cdot 10^{-3}$	$-6.33 \cdot 10^{-7}$	-48.34
$1.017 \cdot 10^{-3}$	$1.416 \cdot 10^{-7}$	-95.9
0.02	$8.59 \cdot 10^{-7}$	-74.12

В роботі [7] розраховано залежність повної енергії $E_{tot} = E_{tot}(\beta(J, A), J, A)$ від спіну для сплюсненого та витягнутого ядер. Виявилось, що при малих J ядру енергетично вигідно мати форму сплюсненого еліпсоїда обертання, а з ростом спіну ядро різко змінює форму. При деякому критичному значенні спіну J_{cr} знак параметру деформації змінюється. Це означає, що ядро переходить від сплюсненої форми до витягнутої. Залежність J_{cr} від A може бути параметризована формулою:

$$J_{cr} = J_{cr}(A, Z) = q_1 + q_2 Z^2, \quad (3.19)$$

де Z - заряд ядра параметри q_i мають вигляд:

$$q_i = q_{i,1} + q_{i,2} A + q_{i,3} A^2, \quad (3.20)$$

Табл.3. Значення параметрів підгонки для знаходження критичного значення спіну J_{cr}

$q_{1,1}$	$q_{1,2}$	$q_{1,3}$
55,06	-0,063	$5,12 \cdot 10^{-3}$
$q_{2,1}$	$q_{2,2}$	$q_{2,3}$
-0,013	$2,842 \cdot 10^{-6}$	$-2,57 \cdot 10^{-7}$

Ефект пов'язаний з переорієнтуванням ядра при перебільшенні деякого критичного значення спіну, в експерименті не спостерігається, оскільки критичне значення спіну перевищує максимальне значення спіну що досягалось.

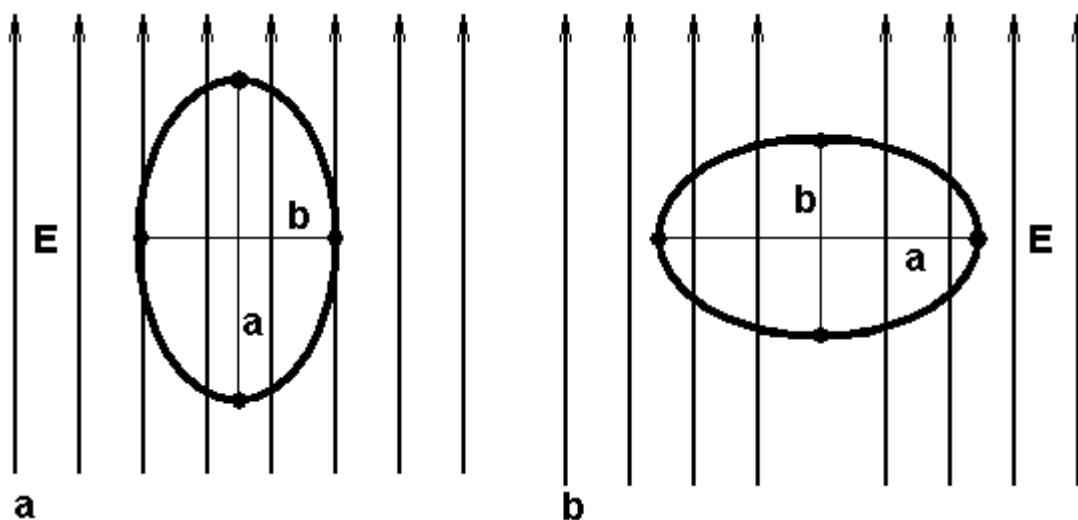


Рис.3.1 Вплив орієнтації деформованого ядра на характер збуджених коливань а – витягнутий, б – сплюснутий.

Залежність параметру від кутового моменту при малих швидкостях обертання розглядалася в роботі [5], де було отримане наступне співвідношення для параметра деформації сплюснутого еліпсоїда:

$$\beta(J) = \sqrt{\frac{5}{4}} \frac{y}{1-x}, \quad (3.21)$$

де

$$y = \frac{5\hbar^2}{16\pi m r_0^4 \sigma} A^{\frac{7}{5}} J(J+1) \quad 2.1 A^{\frac{7}{5}} J(J+1) \quad (3.22)$$

– відношення обертальної енергії до поверхневої енергії, розрахованої для еквівалентної твердотільної сфери.

$$x = \frac{3e^2}{40\pi r_0^3 \sigma} \frac{Z^2}{A} \quad 0.021 \frac{Z^2}{A}, \quad (3.23)$$

– параметр поділу.

Далі будемо використовувати дві параметризації параметру деформації. Першу за формулою (3.16) для сплюсненого ядра і другу за формулою (3.21).

4. Параметризація ширини ГДР для сферичного ядра, в залежності від температури.

Переріз фотопоглинання ГДР аксіально деформованим ядром характеризується двома максимумами (E_a, E_b) (рис.5.1), пов'язаними з двома різними частотами коливань, що виникають вздовж більшої і меншої осей еліпсоїда відповідно. Так як обертання ядер призводить до їхньої деформації, розщеплення ГДР у обертаючих ядрах призводить до динамічного розширення ефективної ширини перерізу фотопоглинання ГДР. Ширину кожного максимуму можна розглядати як відповідну ширину ГДР сферичного ядра з даною енергією та температурою. Для сферичних нагрітих ядер існують параметризації ГДР у широкому діапазоні мас.

В роботі [8] було розглянуто наступний вираз ширини ГДР для сферичного ядра $\Gamma_{sfer}(T, A)$ в залежності від температури:

$$\Gamma_{sfer}(T, A) = 2 \pi^2 \frac{E/\eta(T)}{1 + q \left(E/\eta(T) \right)^2}, \quad (4.1)$$

де

$$\eta(T) = \hbar/\tau = \frac{1}{\alpha} \left[\frac{E^2}{4 \pi^2} + T \right], \quad (4.2)$$

$$q = \frac{1}{2(1+F_0)(1+\frac{F_1}{3})}. \quad (4.3)$$

Тут $F_0=0.1$, $F_1=0$ параметри ландау взаємодії між нуклонами; τ - час релаксації; константу α знаходимо з умови $\Gamma_0 = \Gamma_{sfer}(T=0, A)$ (Γ_0 – експериментальне значення ширини ГДР при нульовій температурі та нульовому спіні). Також для знаходження Γ_0 можна використовувати існуючу систематику ширини ГДР для ядер на лінії β стабільності [9] (ф. (1.6), (1.7)).

5. Нова параметризація ширини ГДР

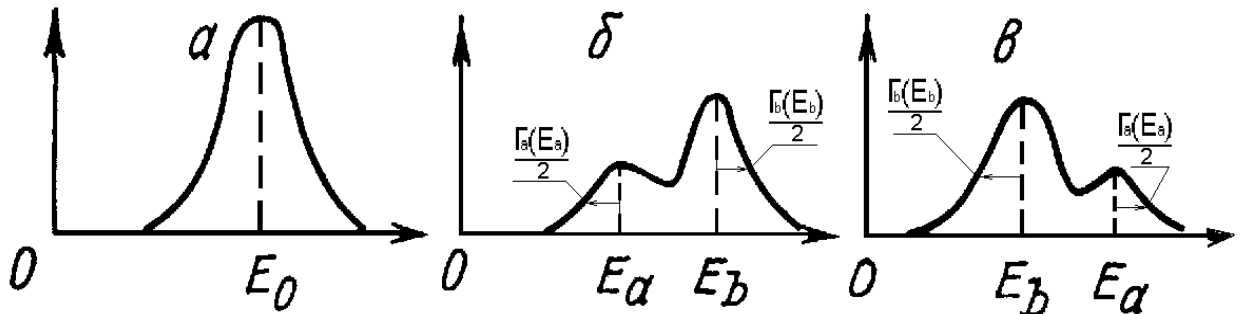


Рис.5.1 Схема зображення зв'язку між видом перерізу фото поглинання і формою ядра: а – сферичне ядро, б – витягнуте ядро, в – сплюснуте ядро

З рис.5.1 видно що повна ширина буде рівна:

$$\Gamma_{tot}(T, J, A) = \frac{\Gamma_a(E_a, T, A)}{2} + \frac{\Gamma_b(E_b, T, A)}{2} + |E_b - E_a|, \quad (5.1)$$

де $\Gamma_i(E_i, T, A)$ – ширини ГДР при відповідних значеннях енергії сферичного ядра.

Можна вважати $\frac{\Gamma_a(E_a, T, A)}{2} \approx \frac{\Gamma_b(E_b, T, A)}{2}$, тому:

$$\Gamma_{tot}(T, J, A) = \Gamma_a(E_a, T, A) + |E_b - E_a| \quad (5.2)$$

Спінова залежність присутня лише в другому доданку $|E_a - E_b|$ через його залежність від деформації, що обумовлена обертанням. Зв'язок між величинами E_a та E_b отриманий в роботі [4].

$$\frac{E_b}{E_a} = 0.911 \frac{a}{b} + 0.089, \quad (5.3)$$

$$\frac{a}{b} = 1 + \frac{3}{2} \frac{a^2}{b^2} \frac{1}{5} \beta^{-1}(J), \quad (5.4)$$

$$\Gamma_{tot}(T, J, A) = \Gamma_a(E_a, T, A) + E_a \left| 1.089 - 0.911 \frac{a}{b} + \frac{3}{2} \frac{a^2}{b^2} \frac{1}{5} \beta^{-1}(J) \right| \quad (5.5)$$

де E_b, E_a – енергії, що відповідають максимумам перерізів фотопоглинання; a, b – велика і мала піввісь еліпсоїда обертання відповідно; $\beta(J)$ – параметр деформації. Для визначення $\Gamma_a(E_a, T, A)$, існує багато різних параметризацій, в даній роботі використовуємо параметризацію за виразом (4.1).

6. Порівняння ширини ГДР з експериментальними значеннями

Порівняємо ширини ГДР обчислені за різними виразами, використовуючи різні параметри деформації як між собою так і з експериментальними значеннями.

У вираз (5.5) підставимо вираз ширини ГДР для сферичного ядра (4.1), для параметра деформації використаємо вираз (3.16), отримаємо (6.1):

$$\Gamma_{tot,1}(T, J, A) = 2qE \frac{E/\eta(T)}{1 + q \left(E/\eta(T) \right)^2} + E_a \left| 1.089 - 0.911 + \frac{3}{2} \frac{a^2}{b^2} \frac{1}{5} E_s(J) \frac{(a_1 + a_2 E_s(J))}{(1 + a_3 E_s(J))^2} \right| \quad (6.1)$$

Якщо у виразі (5.5) використати для параметра деформації вираз (3.21) то отримаємо:

$$\Gamma_{tot,1}(T, J, A) = 2 \frac{E/\eta(T)}{1 + q \left(E/\eta(T) \right)^2} + E_a \left| 1.089 - 0.911 \frac{3}{2} \frac{A^{-1/4}}{5} \sqrt{\frac{5}{4}} \frac{y}{1-x} \right| \quad (6.2)$$

На рис.6.1 та рис.6.2 зображено залежність ширини ГДР Γ від температури T для ядра міді, спіни в одиницях \hbar рівний $J=19$. Наведені теоретичні криві за різними виразами. Вирази (2.1) та (3.5) враховують залежність ширини ГДР від спіна та температури, вираз (4.1) враховує залежність ширини ГДР тільки від температури для сферичного ядра, вирази (6.1) та (6.2) фізично обґрунтовані параметризації ширини ГДР, що враховують залежність від спіну та температури ядра. З рисунка видно що ширина ГДР для ядра без спіна менша ніж для ядер зі спіном, тобто при збільшенні спіну ширина ГДР зростає. Ширина ГДР при нульових спіні та температурі знаходилася із існуючої систематики, за виразом (1.7). На рис.4 порівняно параметризації за виразами (1) (39) та (40), для нульової ширини ГДР у виразі (1) було використане значення $3,8\text{MeV}$, яке рекомендувалося в статті [1]. Ступінь опису експериментальних даних різними виразами визначалася за допомогою χ^2 , значення наведені в таблиці 4.

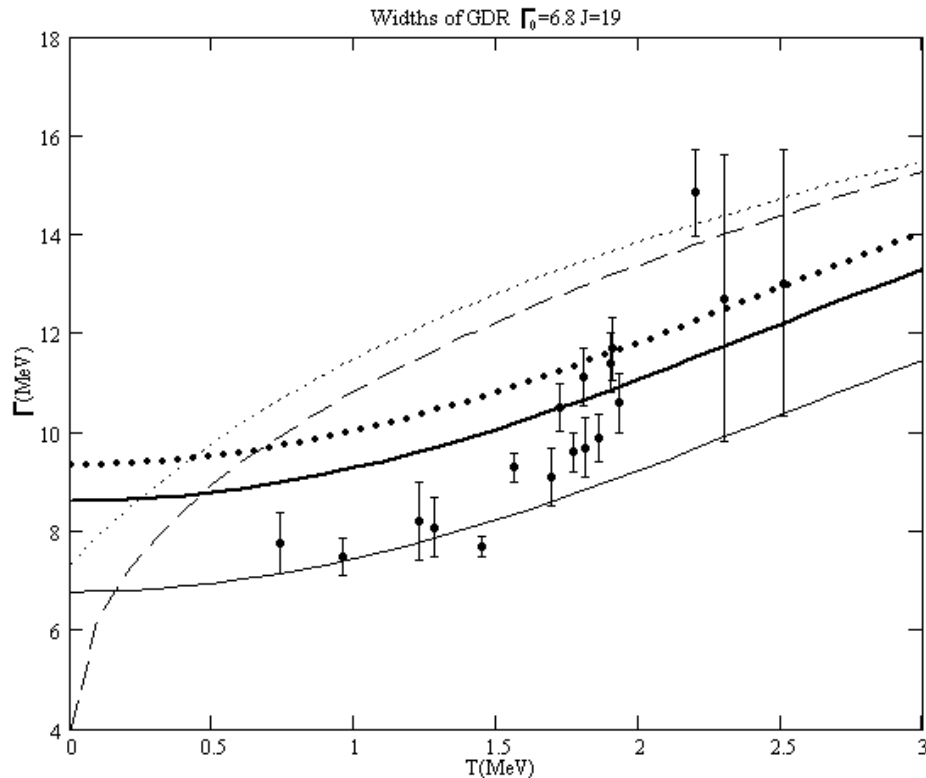


Рис.6.1. Залежність ширини ГДР від температури ядра для міді при спіні $J=19$ (в одиницях сталої планка), ширина Γ_0 визначалася за систематикою (1.7) 6,8 МеВ. Криві обчислені за виразами – (2.1); – – – (2.5); — – (4.1); ——— (6.2); ••• – (6.1).

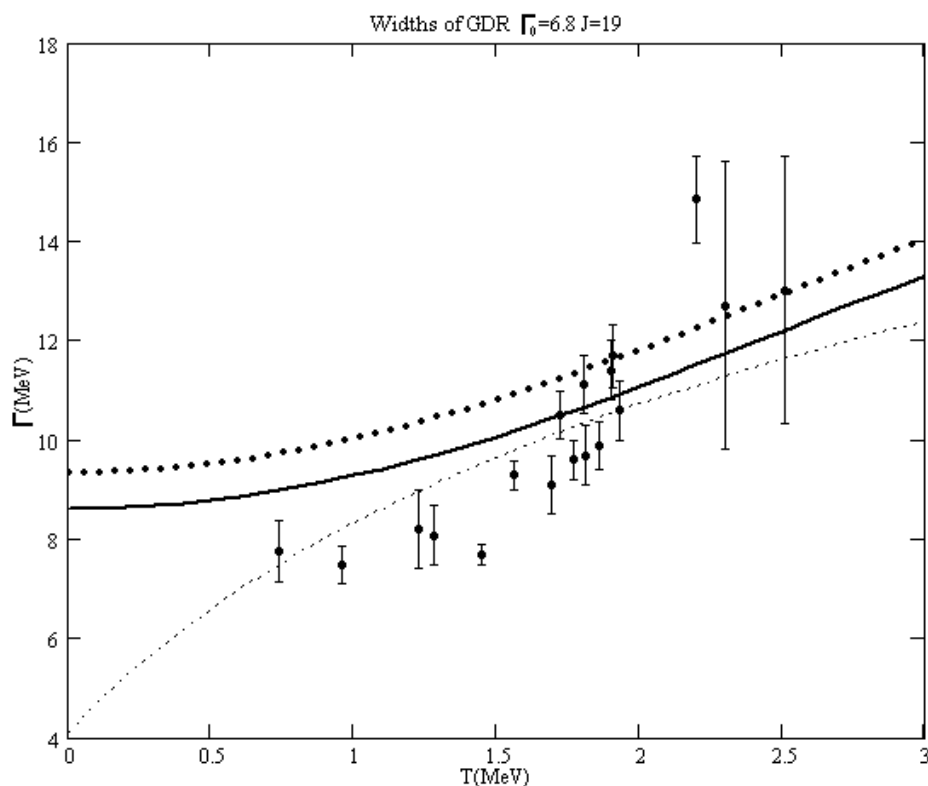
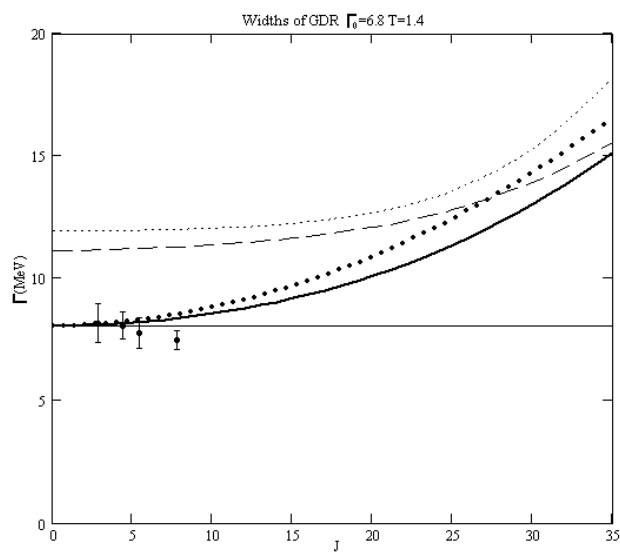


Рис.6.2 Залежність ширини ГДР від температури для міді при $J=19$. Криві – обчислена за виразом (2.1) з $\Gamma_0 = 3,8$ МеВ; ——— (6.2) з $\Gamma_0 = 6,8$ МеВ; ••• – (6.1) з $\Gamma_0 = 6,8$ МеВ;

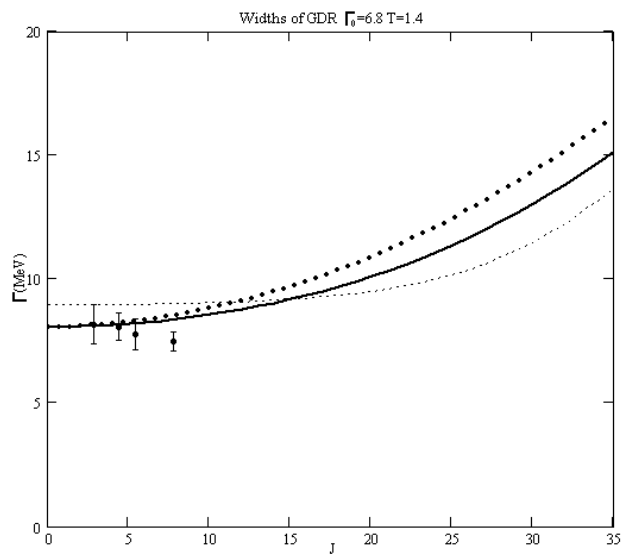
Табл.4. Значення χ^2 для залежності ширини ГДР від температури для ядер міді при спіні $J=19$.

Вираз	(2.1)	(2.5)	(4.1)	(6.2)	(6.1)	(2.1)
Γ_0 (MeV)	6,8	6,8	6,8	6,8	6,8	3,8
χ^2	1320	985	134	399	211	130

На рис.6.3 зображено залежність ширини ГДР Γ від спіну J в одиницях \hbar при температурі $T=1.4$ МеВ, для ядра Cu. Наведені теоретичні криві за параметризаціями (2.1), (2.5), (4.1), (6.2) та (6.1). Значення χ^2 , наведені в таблиці 5.



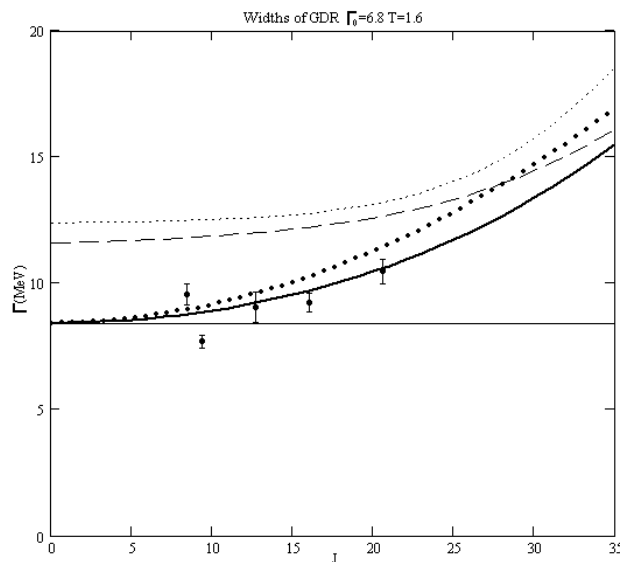
а



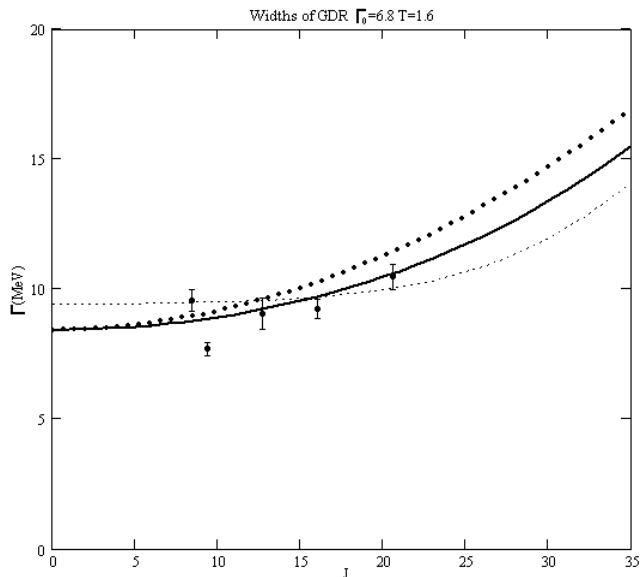
б

Рис.6.3. а) Залежність ширини ГДР від спіну ядер міді при температурі $T=1,4$ MeV, ширина Γ_0 визначалася за систематикою (1.7) $\Gamma_0 = 6,8$ MeV.

б) Залежність ширини ГДР Γ від спіну J для міді при $T=1,4$ MeV. Криві: – (2.1) з $\Gamma_0 = 3,8$ MeV; — (6.2) $\Gamma_0 = 6,8$ MeV; ••• – (6.1) $\Gamma_0 = 6,8$ MeV.



а



б

Рис.6.4. а) Залежність ширини ГДР від спіну ядер міді при температурі $T=1,6$ MeV, ширина Γ_0 визначалася за систематикою (1.7) $\Gamma_0 = 6,8$ MeV.

б) Залежність ширини ГДР від спіну J для ядер міді при $T=1,6$ MeV. Криві: – (2.1) з $\Gamma_0 = 3,8$ MeV; — (6.2) з $\Gamma_0 = 6,8$ MeV; ••• – (6.1) з $\Gamma_0 = 6,8$ MeV.

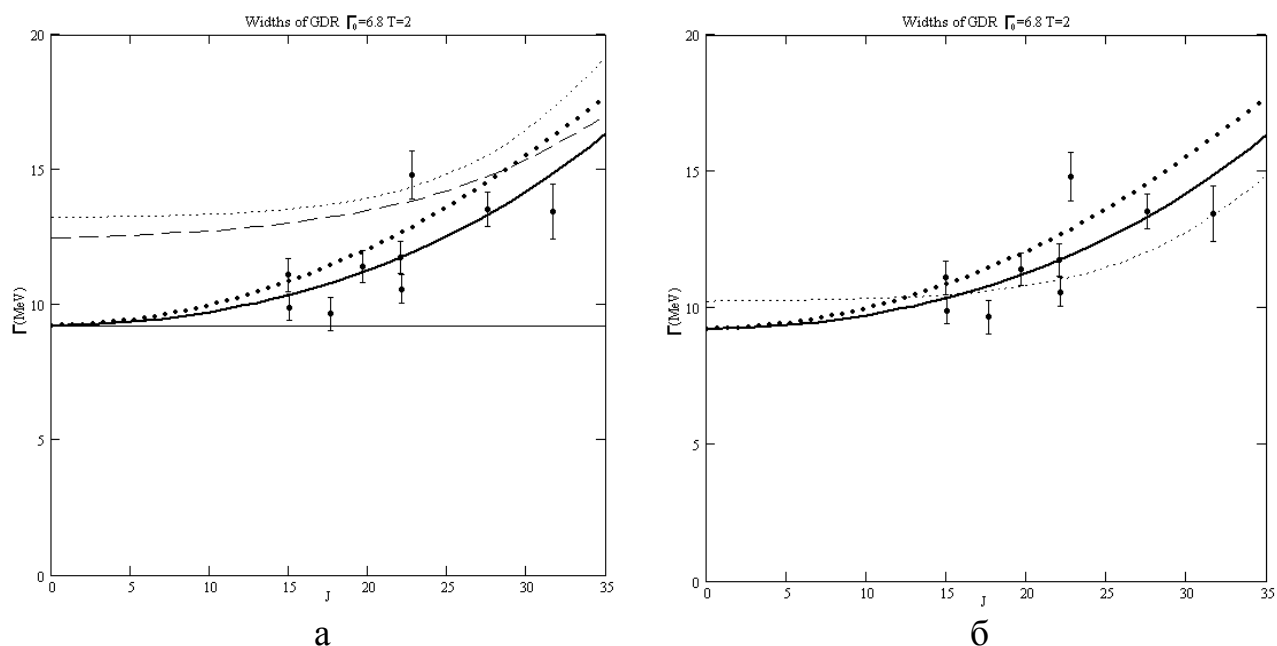


Рис.6.4. а) Залежність ширини ГДР від спіну ядер міді при температурі $T=2$ MeV, ширина Γ_0 визначалася за систематикою (1.7) 6,8 MeV.

б) Залежність ширини ГДР Γ від спіну J для міді при $T=2$ MeV. Криві: – за виразом 2.1) $\Gamma_0 = 3,8$ MeV; — за виразом (6.2) $\Gamma_0 = 6,8$ MeV ; ••• – за виразом (6.1); $\Gamma_0 = 6,8$ MeV;

Табл.5. Значення χ^2 для залежності ширини ГДР від спіну для ядер міді при температурі 1,4(MeV), 1,6(MeV), 2(MeV).

Вираз	(2.1)	(2.5)	(4.1)	(6.2)	(6.1)	(2.1)
Γ_0 (MeV)	6,8	6,8	6,8	6,8	6,8	3,8
T=1,4 (MeV)						
χ^2	261	179	3	6	8	24
T=1,6 (MeV)						
χ^2	571	408	38	27	45	55
T=2 (MeV)						
χ^2	224	155	153	23	46	32

На рис.6.5 зображено залежність ширини ГДР від спіну при температурі ядра $T=1,5$ MeV для ядра ^{106}Sn . Наведені теоретичні криві обчислені за формулами (2.1), (2.5), (4.1), (6.2) та (6.1). Значення χ^2 , наведені в таблиці 6.

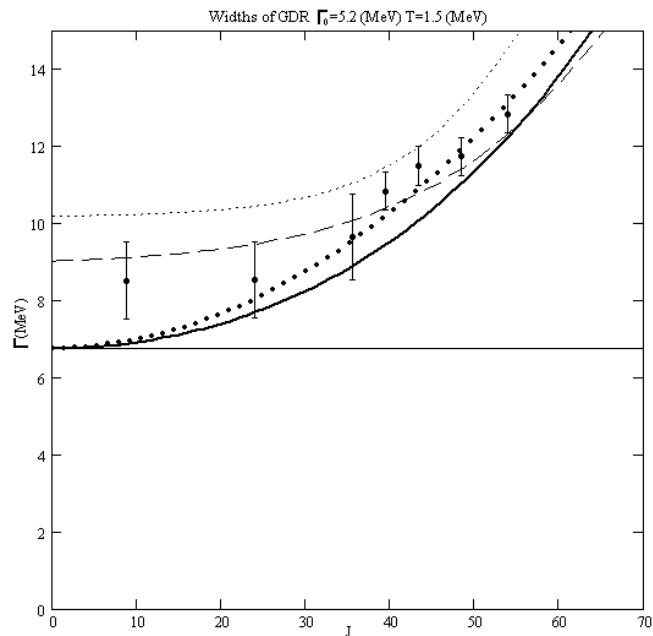


Рис.6.5 Залежність ширини ГДР від спіну для ^{106}Sn при температурі $T=1,5$ MeV, ширина Γ_0 визначалася за систематикою (1.7), $\Gamma_0 = 5,2$ MeV. Криві: – за формулою (2.1); – – – (2.5); — — — за виразом (4.1); ——— за виразом (6.2); ••• – за виразом (6.1).

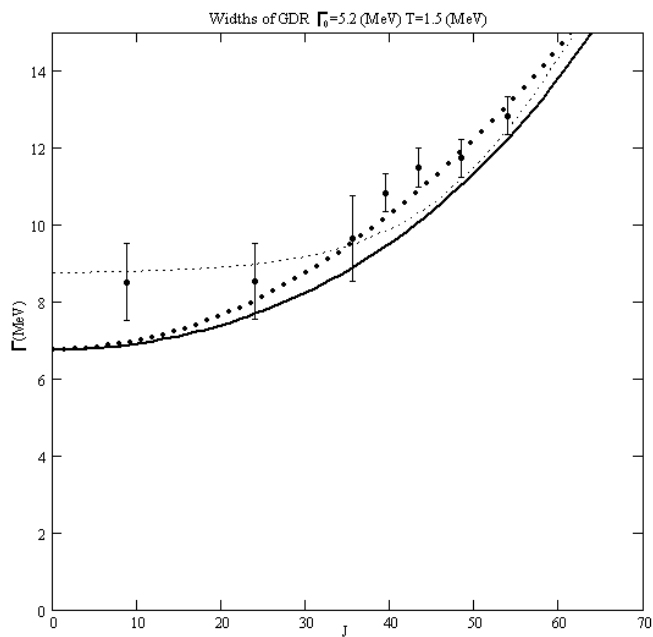


Рис.6.6 Залежність ширини ГДР від спіну для міді при $T=1,5$ MeV. Криві: – обчислена за виразом (2.1) з $\Gamma_0 = 3,8$ MeV; ——— (6.2) з $\Gamma_0 = 5.2$ MeV; ••• – (6.1) з $\Gamma_0 = 5.2$ (MeV).

Табл.6. Числові значення χ^2 для залежності ширини ГДР від спіну для ^{106}Sn при температурі $T=1,5$ (MeV).

Вираз	(2.1)	(2.5)	(4.1)	(6.2)	(6.1)	(2.1)
Γ_0 (MeV)	5,2	5,2	5,2	5,2	5,2	3,8

χ^2	29	6	426	7	23	11
----------	----	---	-----	---	----	----

З рисунків видно, що запропоновані формули для ширин ГДР у статтях [1], [2], при використанні експериментальних значень для ширини ГДР при нульових температурі та спіні, погано узгоджуються з експериментом. Формули запропоновані в даній роботі (6.1) та (6.2) загалом добре описують експериментальні значення у порівнянні з (2.1), (2.5). Отримані вирази кількісно описують ширини розпаду ГДР.

7. Висновки

1. Запропонована фізично обґрунтована параметризація ширини розпаду ГДР в залежності від спіну та температури ядра, яка добре описує експериментальні значення. Її можна використовувати для кількісного обрахунку ширин ГДР у важких ядрах що обертаються.
2. Продемонстровано, що ширина ГДР збільшується із збільшенням спіну ядра при сталій температурі, що узгоджується з експериментальними даними.
3. Показано, що при сталому спіні ширина ГДР збільшується із зростанням температури ядра, що також узгоджується з експериментом.
4. У запропонованому у даній роботі підході, ширини ГДР за нульових значень спіна та температури знаходяться або із систематики або експерименту. В той час як у підході авторів роботи [1], така ширина є додатковим параметром підгонки теоретичних даних.

Використана література

- [1] D.Kusnezov, Y.Alhassid, K.A.Snober, “Scaling Properties of the Giant Dipole Resonance Width in Hot Rotating Nuclei”// *Phys. Rev.*, 1998. Vol. C81, №3, p.545 – 545
- [2] D.Kusnezov, E. Ormandb “Giant-dipole Resonance and the Deformation of Hot, Rotating Nuclei”. *arXiv:nucl-th/0301073 v1 23 Jan (2003)*
- [3] M. Mattiuzzi, A. Bracco, F. Camera, et al “Angular momentum dependence of the GDR width in Sn nuclei at fixed excitation energy”// *Nucl. Phys.*, 1997. Vol. A 621, p.262 – 278.
- [4] И. Азенберг, В. Грайнер, “Модели ядер. Коллективные и одночастичные явления.” М., Атомиздат, 1975.
- [5] О.Бор, Б.Моттelson, Структура атомного ядра. М., Мир, 1971. Т.2
- [6] R. Beriner, W. Knox, “Liquid-drop nuclear model with high angular momentum”// *Phys. Rev.*, 1961. Vol. 121, p.1195.
- [7] О.Горбаченко, В.Плюйко, “Залежність параметру деформації аксіальних ядер від обертового моменту”// “Вісник Київського університету” Серія фізико-математичні науки Випуск №1 2001 р с434-444.
- [8] V. Kolomietz, V. Plujko, S. Shlomo, “Interplay between one-body and collisional damping of collective motion in nuclei”// *Phys. Rev.*, 1996. Vol. C54, №6, p.3014 – 3024
- [9] В.А Плюйко “Основи теорії ядра та ядерних процесів”. Київ видавничо-поліграфічний центр “Київський університет” 2002 – 161 с.