О.І. ЛЕВОН, В.А. ОНІЩУК, К.П. ШЕВЧЕНКО, А.А. ШЕВЧУК
Інститут ядерних досліджень НАН України
(Просп. Науки, 47, Київ 03680; e-mail: alevon78@gmail.com)

ЯДЕРНІ g-ФАКТОРИ ІЗОМЕРНИХ СТАНІВ ІЗОТОПІВ ^{117}Te, ^{121}Te, ^{121}Te ТА ^{126}Te: ПОРІВНЯННЯ З РОЗРАХУНКАМИ В РАМКАХ КВАЗИЧАСТИНКОВО-ФОНОННОЇ МОДЕЛІ

УДК 539

За допомогою методу TDPAD отримані такі значення g-факторів ізотопів телуру: –0,306(9) для $5/2^+$ стану ^{117}Te при 274,4 кеВ, –0,221(3) для $7/2^+$ стану ^{121}Te при 443,1 кеВ, та –0,152(9) для 10^+ стану ^{126}Te при 2875 кеВ. Значення –0,35(8) для $5/2^+$ стану ^{119}Te при 320,4 кеВ було отримано методом IPAD. Одержані експериментальні значення порівнюються з розрахунками в рамках квазичастинково-фононної моделі.

Ключові слова: ядерні g-фактори, ізотопи Te, квазичастинково-фононна модель.

1. Вступ

Відомо, що магнітні моменти непарних ядер не збігаються з їх одночастинковими значеннями. Розбіжність між експериментальними магнітними моментами та одночастинковими моментами зумовлена відмінністю оператора ядерного магнітного моменту від одночастинкового оператора та відмінністю хвильової функції ядра від її представлення в моделі незалежних частинок. Різниця в цих хвильових функціях є наслідком залишкової взаємодії, яка змішує збудження остова з одночастинковими станами.

Найбільший внесок у магнітний момент, який приводить до різниці між експериментальними та одночастинковими значеннями, пов'язаний з $\sigma\sigma$-силами, що викликають віртуальне збудження спін-орбітального дублета поблизу поверхні Фермі (спінова поляризація ядра). Поправки до оператора магнітного моменту пов'язані зі струмами мезонного обміну та відмінністю внутрішніх магнітних моментів нуклонів від вакуумних. Кількісні оцінки спінової поляризації ядра вимагають знання взаємодії частинка-дірка. Теорію спінової поляризації ядра було запропоновано в роботах [1,2]. Взаємодія частинка-дірка в цих роботах була параметризована або для неї використовувалися різні реалістичні сили.

Водночас спінову поляризацію ядра можна врахувати в рамках квазичастинково-фононної моделі [3] шляхом введення 1^+-фононів, оскільки їх структура ідентична структурі спін-орбітальних дублетів. Експериментальна інформація про локалізацію та силу $M1$-резонансів у парно-парних ядрах дозволяє визначити параметри взаємодії частинка-дірка. Крім того, хвильова функція в цій моделі враховує квадрупольне та октупольне збудження остова. Це приводить до колективного внеску в магнітний момент. Ефекти, що виходять за межі квазичастинково-фононної моделі (спін-орбітальні сили, внесок струмів мезонного обміну, $2p$-$2h$-збудження тощо), певною мірою компенсуються введенням ефективних спінових, g_s, та орбітальних, g_l, факторів (див. нижче). Такий підхід для непарних сферичних ядер був запропонований та реалізований у посиланнях [4, 5].

У пропонованій роботі розрахунки квазичастинково-фононної моделі перевіряються шляхом порівняння теоретичних g-факторів з їх експериментальними значеннями при збудженні ізомерних станів кількох ізотопів телуру. Експериментальні g-фактори стану $5/2^+$ в ^{117}Te з енергією 274,4 кеВ та періодом напіврозпаду 16,8 нс, стану $7/2^+$ в ^{121}Te з енергією 443,1 кеВ та періодом

Цитування: Левон О.І., Оніщук В.А., Шевченко К.П., Шевчук А.А. Ядерні g-фактори ізомерних станів ізотопів ^{117}Te, ^{121}Te, ^{121}Te та ^{126}Te: порівняння з розрахунками в рамках квазичастинково-фононної моделі. *Укр. фіз. журн.* **70**, №7, 439 (2025).

© Видавець ВД "Академперіодика" НАН України, 2025. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/).

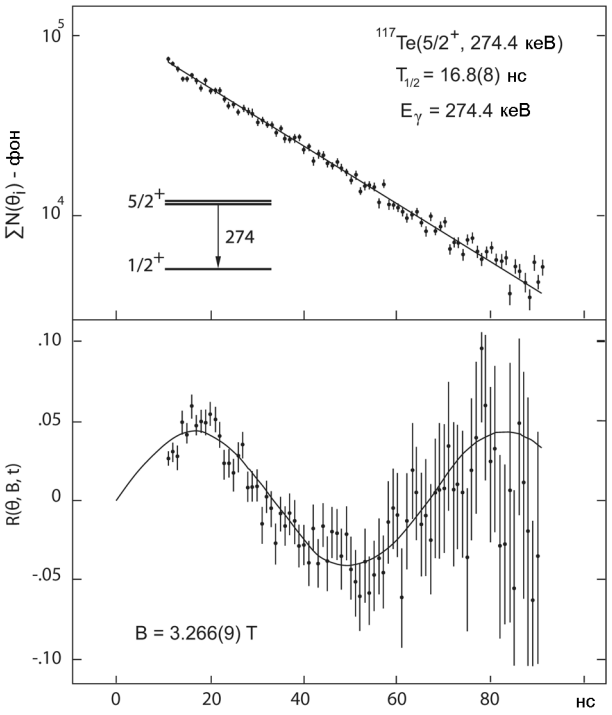


Рис. 1. Сума часових спектрів, скоригована на фон (див. текст) (a), та часово-диференціальна спінова прецесія $R(t)$ для переходу 274 кеВ, що дезбуджує стан $5/2^+$ в ^{117}Te (b). Суцільні криві є результатом достосування згідно з рівнянням (3)

напіврозпаду 78,8 нс, а також стану 10^+ в ^{126}Te з енергією 2975 кеВ та періодом напіврозпаду 10,6 нс були виміряні методом збуреного кутового розподілу (time-differential perturbed angular distribution, TDPAD) γ-променів. Магнітний момент стану $5/2^+$ в ^{119}Te з енергією 320,4 кеВ та дуже коротким періодом напіврозпаду у 2,2 нс було отримано методом інтегрованого збуреного кутового розподілу (integrated perturbed angular distribution, IPAD) γ-променів.

2. Експериментальна частина

Збуджені стани в ядрах Te були заселені в реакції $(\alpha, 2n)$ за допомогою імпульсного пучка α-частинок з енергією 27 МеВ на циклотроні U-120 з часом повторення ≈90 нс та тривалістю імпульсу ≈4 нс. Мішень у такому експерименті розташовувалась у магнітному полі, направленому перпендикулярно до напрямку пучка. Це приводить до прецесії магнітного диполя ізомерного стану з ларморівською частотою

$$\omega_L = -g\mu_N B/\hbar, \tag{1}$$

де g – це g-фактор ядерного стану, μ_N – ядерний магнетон, а B – магнітне поле в одиницях Тесла.

В результаті, експериментальні часові спектри гамма-променів, що випромінюються ізомерним станом та що слідують за ізомерним переходом, демонструють, окрім експоненціального розпаду, також модуляцію з ларморівською частотою

$$N_\gamma(t, \theta, B) = N_0 \exp(-t/\tau) W(\theta - \omega_L t), \tag{2}$$

де τ визначається періодом напіврозпаду ($\tau \ln 2 = T_{1/2}$), а $W(\theta)$ – це кутовий розподіл.

У методі TDPAD часові спектри γ-променів реєструвались відносно фази циклотронної частоти за допомогою двох детекторів NaJ(Tl), розташованими під кутами $\pm 135^\circ$ відносно напрямку пучка. Ларморівську частоту було визначено шляхом достування до експериментальних даних аналітичного виразу

$$R(t_\gamma \theta_\gamma B) = \frac{N_\gamma(t, \theta, B) - N_\gamma(t, \theta + \pi/2, B)}{N_\gamma(t, \theta, B) + N_\gamma(t, \theta + \pi/2, B)} = \\ = \frac{3A_2}{4 + A_2} \cos(\theta - \omega_L t), \tag{3}$$

де $N_\gamma(t, \theta, B)$ – це експериментальні часові спектри, скориговані на фон, а A_2 – коефіцієнт кутового розподілу. Ми врахували різницю в ефективності детекторів, виконавши вимірювання у двох однакових експозиціях зі зміною детекторів місцями.

Часові спектри фону вимірювалися для тієї частини γ-спектра, яка не містить затриманої складової, одночасно з часовими спектрами γ-променів, що випромінюються ізомерним станом. Для правильного врахування фону використовувалася така процедура. Із суми часових γ-спектрів для ізомерних переходів $N^i_\gamma(t)$, отриманих обома детекторами за дві експозиції, віднімається та сума фонових спектрів $N^i_{bg}(t)$, помножена на коефіцієнт k,

$$T(t) = \sum_i^4 N^i_\gamma(t) - k \sum_i^4 N^i_{bg}(t) = N_0 \exp(-t/\tau). \tag{4}$$

Сума $T(t)$ експериментальних часових спектрів, скоригованих за фоном, більше не модулюється

частотою Лармора. Варіація множника k дозволяє отримати експоненціальну залежність суми $T(t)$ від часу, апроксимація якої дозволяє отримати час життя ізомерних станів. Результати показано на верхніх панелях рис. 1, 3 та 4. Визначений таким чином множник k використовується для правильного врахування фону.

Величина магнітного поля в центрі розташування мішені становила $B = 3{,}266(9)$ Тл. Потрібно було точно врахувати кут відхилення пучка в магнітному полі. Це особливо важливо, коли можна спостерігати лише частину періоду прецесії (як це було в одному з наших експериментів), оскільки отримане значення ω_L помітно залежить від вибору початкової фази апроксимуючої функції (3) при її достосуванні до експериментальних даних. Кут відхилення пучка було розраховано за допомогою виміряної топографії поля. Величину поля та відхилення променя було перевірено в незалежному експерименті для стану 197 кеВ ядра ^{19}F, g-фактор якого відомий з високою точністю [6].

Металеві мішені, виготовлені з ізотопів олова, які використовувалися в експериментах, мали некубічну структуру ґратки. Олово за кімнатної температури має суміш кубічних та тетрагональних центрованих ґраток. Але оскільки часи життя ізомерів малі, так само як і квадрупольні моменти в цій області мас, то очікувалося, що явища релаксації будуть нехтувально малими. Це підтверджується відсутністю згасання функції $R(t_\gamma\theta_\gamma B)$ для стану $7/2^+$ ядра ^{121}Te з довгим часом життя (див. нижче).

^{117}Te, $5/2^+$, 274,4 кеВ. Залежність інтенсивності γ-променів з енергією 274,4 кеВ від часу вимірювалася методом TDPAD у зовнішньому магнітному полі. Картина обертання спіну та крива згасання показані на рис. 1. Наступні результати отримані в результаті апроксимації експериментальних даних за допомогою функції згасання (4) та функції обертання спіну (3): $T_{1/2} = 16,8$ нс та $g = -0{,}306(9)$. Магнітний момент цього ізомеру також вимірювався групою Россендорфа в роботі [7] методом TDPAD з двома планарними Ge(Li) детекторами. Реакцію $(\alpha, 2n)$ використовували на розплавленій мішені у зовнішньому магнітному полі $B = 2{,}539$ Тл. При меншому магнітному полі диференціальна у часі картина займала навіть не повний період осциляції, тому результат має нижчу точність: $g = -0{,}30(2)$.

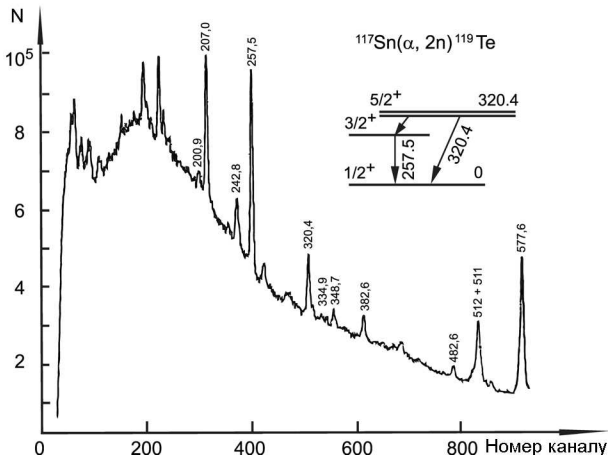


Рис. 2. γ-спектр реакції ^{117}Sn(α,2n)^{119}Te на товстій ізотопній мішені з олова

^{119}Te, $5/2^+$, 320,4 кеВ. У роботі [8] збуджений стан $5/2^+$, 320,4 кеВ був ідентифікований як ізомер ^{119}Te з періодом напіврозпаду $T_{1/2} = 2{,}2(2)$ нс. Для вимірювання g-фактора цього ізомеру було застосовано метод IPAD з двома Ge(Li) детекторами під кутами $\pm\theta$ до напрямку пучка. Вимірювання проводилися у двох експозиціях з протилежними напрямками магнітного поля. Для визначення $\omega_L\tau$ було застосовано процедуру, яка не вимагає суворої рівності експозицій. Утворюється таке співвідношення:

$$\xi = \frac{N(\theta, B\uparrow)}{N(\theta, B\downarrow)}\frac{N(-\theta, B\uparrow)}{N(-\theta, B\downarrow)}, \tag{5}$$

де $N(\theta, B\uparrow)$ та $N(\theta, B\downarrow)$ – це відліки в експериментальних спектрах для вибраних γ-ліній, скориговані на фон, для напрямків поля вгору та вниз. З цього співвідношення отримуємо функцію R, подібну до тієї, що використовується в методі TDPAD,

$$R = \frac{(\sqrt{\xi}-1)}{(\sqrt{\xi}+1)} = \frac{1}{W}\frac{dW}{d\theta}(\Delta\theta_L + \Delta\theta_B), \tag{6}$$

де $\Delta\theta_L = \omega_L\tau$ – кут прецесії, а $\Delta\theta_B$ – кут відхилення пучка в розсіяному магнітному полі перед зіткненням з мішенню. Кут θ було вибрано рівним $\pm 135^\circ$ з умови максимального значення логарифмічної похідної $dW/d\theta$ кутового розподілу γ-променів.

Спектр γ-променів, виміряний Ge(Li) детектором, показано на рис. 2. Кут прецесії $\Delta\theta_L$ визна-

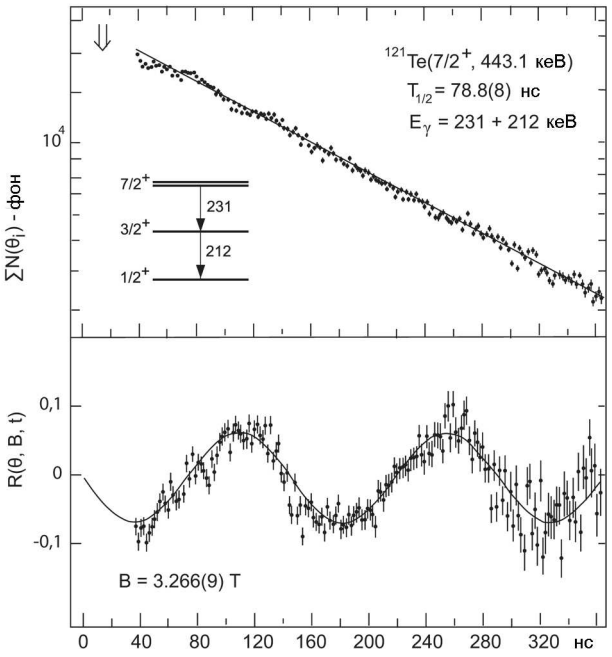


Рис. 3. Сума часових спектрів, скоригована на фон (див. текст) (*a*), та часово-диференціальна спінова прецесія $R(t)$ для переходів 212 та 231 кеВ, що дезбуджують стан $7/2^+$ в ^{121}Te (*b*). Суцільні криві є результатом достосування згідно з рівнянням (3)

чено для γ-переходу при 320,4 кеВ. Інший ізомерний перехід при 257,5 кеВ має невелику анізотропію, тому неінформативний. Для визначення кута $\Delta\theta_B$ відхилення пучка було використано інші лінії в спектрі, а саме при 242,8; 348,7; 382,6; 482,9 та 577,8 кеВ, що відповідають швидким переходам. Значення цього кута, усереднене по всіх швидких переходах, $\Delta\theta_B = 11{,}1(8)$ мрад, потрібно відняти від загального кута $\Delta\theta = 20{,}9(10)$ мрад для ізомерного переходу при 320,4 кеВ. Таким чином, кут прецесії для ізомеру дорівнює $\Delta\theta_L = 9{,}8(19)$ мрад. Значення g-фактора, знайдене з $\Delta\theta_L$ та використовуючи значення $B = 3{,}266(9)$ Тл та $\tau = 3{,}17(29)$ нс, дорівнює $g = -0{,}35(8)$.

^{121}Te, 7/2$^+$, 443,1 кеВ. Вимірювання для цього стану проводилися за допомогою системи "промигування" [9], яка дозволила збільшити період повторення імпульсів пучка на мішені у кілька разів; у цьому випадку – в чотири рази. Це дозволило спостерігати обертання спіну протягом тривалішого часу (∼360 нс), а також переконатися у відсутності згасання функції (3) у металевій олов'яній мішені. Були записані часові розподіли інтенсивності γ-променів з енергіями 212,2 та 230,9 кеВ. Шляхом достосування функцій (4) та (3) до експериментальних даних були отримані такі результати: $T_{1/2} = 78{,}8(5)$ нс, $\omega_L = 34{,}5(5)$ МГц та $g = +0{,}221(3)$. Результат групи Россендорфа [7] становить $g = +0{,}18(2)$. Нижча точність g-фактора пояснюється тим, що внаслідок слабшого магнітного поля та використання одного періоду повторення пучка (чотири періоди в цьому дослідженні) спостерігалося менше половини періоду картини обертання.

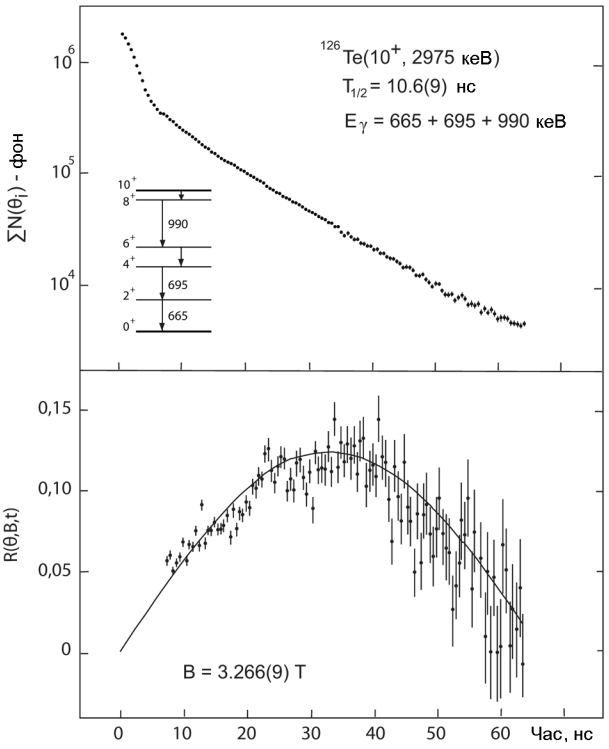


Рис. 4. Сума часових спектрів, скоригована на фон (див. текст) (*a*), та часово-диференціальна спінова прецесія $R(t)$ для переходів 666, 695 та 990 кеВ, що дезбуджують стан 10^+ в ^{126}Te (*b*). Суцільні криві є результатом достосування згідно з рівнянням (3)

^{126}Te, 10$^+$, 2975 кеВ. У ядрах перехідної області спостерігається ряд багаточастинкових високоенергетичних станів. Для них отримано різноманітну експериментальну інформацію. Зокрема, інформація про g-фактори дуже корисна для розуміння їхньої структури, принаймні чи ці стани є протонними або нейтронними. Вимірювання для цих станів мають ту особливість, що можна спостерігати лише частину періоду прецесії. Тому кут

Внески різних компонентів до g-факторів: результати розрахунків у квазичастинково-фононній моделі та порівняння з експериментальними даними

Ядро	J^π	C_J^2	$g_{\rm SP}^{\rm ef1}$	$g_{\rm SP}^{\rm ef2}$	g_1	g_2	g_T	$g_T^{\rm ef1}$	$g_T^{\rm ef2}$	$g_{\rm exp}$
^{117}Te	$5/2^+$	0,805	–0,673	–0,695	–0,050	0,282	–0,429	–0,355	–0,367	–0,306(9)
^{119}Te	$5/2^+$	0,809	–0,673	–0,695	–0,053	0,266	–0,445	–0,370	–0,383	–0,35(8)
^{121}Te	$7/2^+$	0,868	0,374	0,343	0,048	–0,188	0,247	0,203	0,180	0,221(3)
^{125}Te	$11/2^-$	0,942	–0,306	–0,331	–0,014	0,101	–0,246	–0,206	–0,221	–0,179(1)
^{126}Te	10^+	0,942	–0,306	–0,331	–0,014	0,101	–0,246	–0,206	–0,221	–0,152(9)

П о з н а ч е н н я: J^π – спін та парність станів; C_J^2 – квадрати коефіцієнтів хвильової функції (7); $g_{SP}^{\rm ef1}$ та $g_{SP}^{\rm ef2}$ – одночастинкові g-фактори, розраховані з ефективними g_s-факторами та ефективними g_s- плюс g_l-факторами, відповідно; g_1 – загальний колективний внесок; g_2 – внесок спінової поляризації ядра до g-фактора; g_T – загальний g-фактор, розрахований з вакуумними значеннями g_s; $g_T^{\rm ef1}$ та $g_T^{\rm ef2}$ – загальні g-фактори, розраховані з $g_{SP}^{\rm ef1}$ та $g_{SP}^{\rm ef2}$ відповідно; $g_{\rm exp}$ – експериментальні значення g-факторів.

відхилення пучка в розсіяному магнітному полі повинен бути точно визначений, а детектори повинні бути встановлені точно під кутами $\pm 135^\circ$ до напрямку променя, враховуючи відхилення пучка. За таких умов фаза апроксимуючої функції (3) приймається рівною нулю. Кут відхилення пучка був розрахований з виміряної топографії магнітного поля та визначений незалежно з експерименту TDPAD для стану 197 кеВ в ^{19}F з відомим точним g-фактором [6]. Експериментальні результати наведені на рис. 4. Часові спектри були виміряні для суми швидких переходів, що відбуваються за ізомерним переходом. Картина обертання спіну була апроксимована функцією $a + b_2 \sin(2\omega_L t + \Delta\theta)$. Корекція експериментальних спектрів на фон була задовільною, якщо обидва значення a та $\Delta\theta$ близькі до нуля. Результати апроксимації мають такий вигляд: $T_{1/2} = =$ 10,6(10) нс, $\omega_L = 23{,}6(13)$ МГц та $g = -0{,}152(9)$.

3. Розрахунки у квазичастинково-фононній моделі

При розрахунках магнітних моментів у рамках квазічастинково-фононної моделі хвильову функцію непарного сферичного ядра можна записати у такому вигляді:

$$\psi_\nu(JM) = \\ = C_J^\nu \left\{ \alpha_{JM}^+ + \sum_\lambda D_j^{\lambda i}(J\nu)[\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM} \right\} \psi_0, \qquad (7)$$

де ψ_0 – фононний вакуум. Вирази для $[\alpha_{jm}^+ Q_{\lambda\mu i}^+]_{JM}$ і коефіцієнтів C_J^ν та $D_j^{\lambda i}(J\nu)$ можна знайти в роботі [3], а деталі розрахунків магнітного моменту представлені в роботі [5].

Як бачимо, враховуються квадрупольні 2^+ та октупольні 3^- збудження парно-парного остова, а також 1^+-збудження з $\lambda = 0$ та $L = 1$. Вони описують спінову поляризацію парно-парного ядра в наближенні випадкових фаз. Розглядаються лише однофононні збудження. Остаточний вираз для g-фактора стану $\psi_\nu(JM)$ можна записати у вигляді

$$g_J = C_J^2[g_{SP} + g_1 + g_2], \qquad (8)$$

де g_{SP} – це одночастинковий g-фактор, а g_1 та g_2 є квадратичними та лінійними відносно коефіцієнтів $D_J^{\lambda i}$ доданками. Вирази для оператора магнітного моменту в квазичастинково-фононній моделі та для g_1 та g_2 можна знайти за посиланням [5]. Таким чином, існують одночастинковий внесок g_{SP} до g-фактора, внесок, пов'язаний з 1^+-збудженнями ядра, та колективний внесок g_1, що виникає від домішок станів квазичастинково-фононного типу (2^+ та 3^-) у хвильовій функції (7), ($g_1 = g_1^{(2)} + g_1^{(3)}$). Внесок 1^+-збуджень ядра дозволяє врахувати спінову поляризацію ядра.

Константи спін-мультипольної взаємодії визначалися положенням $M1$-резонансів [10–12],

$$\chi_1^{(01)} = -(28/A)\ \text{MeB}, \quad \chi_0^{(01)} \simeq 0{,}8\chi_1^{(01)}, \qquad (9)$$

де A – кількість частинок. Невизначеність значення ізовекторної константи $\chi_1^{(01)}$, отриманої з аналізу експериментальних даних у різних моделях, невелика, $\chi_1^{(01)} \sim (23\text{–}28)/A$ MeB. Ізоскалярна константа $\chi_0^{(01)}$ визначається дещо гірше [13], але її зміна спричинює незначні зміни магнітних моментів.

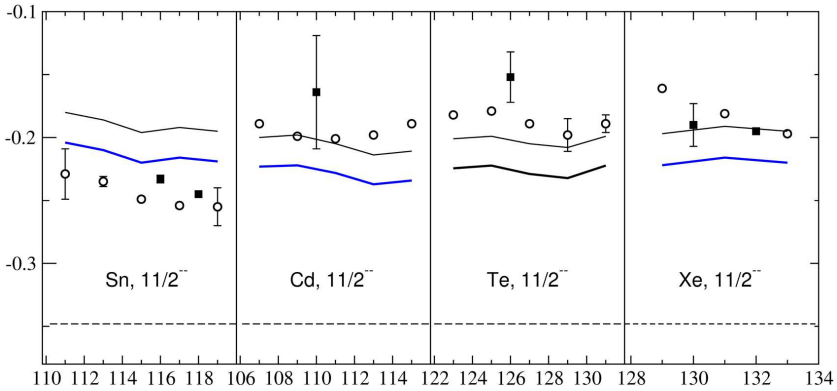


Рис. 5. *g*-фактори станів $11/2^-$ та 10^+ в ізотопах ядер Sn, Cd, Te та Xe. Штрихові лінії – одночастинкові значення g_{SP}, тонкі суцільні лінії – значення $g_T^{\rm ef1}$, жирні суцільні лінії – значення $g_T^{\rm ef2}$, білі кола – експериментальні *g*-фактори $11/2^-$ станів, чорні квадрати – *g*-фактори 10^+ станів

Відомо, що спостерігається ослаблення ймовірностей переходів $B(M1)$, переходів Гамова–Теллера та магнітних моментів, що не можна пояснити лише поляризацією остова. Це тісно пов'язано зі збудженням ненуклонних ступенів свободи $\sigma\sigma$-силами (ΔN^{-1}-збудженнями), які переносять в область високих енергій (∼300 МеВ) частину сили переходу, а також з наявністю збуджень, складніших за $1p-1h$ ($2p-2h$ і складніші), зі спін-орбітальними силами та мезонним внеском. Ці ефекти можна певною мірою врахувати феноменологічно, вводячи ефективні g_s- та g_l-фактори. Розрахунки в роботі [5] були проведені з вакуумними, g_s, та ефективними, $g_s^{\rm ef1}$, значеннями g_s-факторів. Ефективні g_s-фактори $g_s^{\rm ef}(n) = 0{,}88 g_s(n)$ та $g_s^{\rm ef}(p) = 0{,}91 g_s(p)$ були визначені за умови, що оцінені в квазичастинково-фононній моделі та експериментальні значення *g*-факторів $s_{1/2}$-станів ядер $^{119}_{50}$Sn та $^{197}_{51}$Tl збігаються. Ці стани вибрані тому, що в них відсутні як поправки, пов'язані зі спін-орбітальною взаємодією, так і мезонні поправки до орбітального g_l-фактора, але залишаються ефекти, пов'язані із затуханням g_s-факторів.

Розбіжність між розрахунковими та експериментальними значеннями зазвичай становила 15–20%. Зазначимо, що квазичастинково-фононна модель враховує основні ефекти, даючи внесок у *g*-фактори. Але деякі стани, наприклад, у Cd та Te, вказують на те, що існують фактори, які не враховуються в розрахунках, але вони відіграють суттєву роль у цих випадках. Спінова поляризація ядра другого (2-частинково-2-діркового збудження або збудження до енергій $2\hbar\omega$) та вищих порядків приводить до перенормування як g_s-, так і g_l-фактора. Перенормування орбітального g_l-фактора переважно зумовлене мезонним обміном. Результуючий внесок є позитивним для протонів та негативним для нейтронів. Аномальні g_l-фактори були знайдені за допомогою експериментальних *g*-факторів специфічних двочастинкових станів, в яких спінові внески в магнітний момент компенсують один одного, а внески орбітальних g_l-факторів складаються [14,15]. Для нейтронів такий аналіз був виконаний у роботі [16]. З *g*-факторів 10^- станів у ^{190}Pt та ^{192}Pt, які мають конфігурацію $\nu 9/2^-[505] \otimes \nu 11/2^+[615]$, був отриманий аномальний g_l-фактор для нейтронів, $\delta g_l = -0{,}028(6)$.

Результати розрахунків наведені в таблиці. Наведені значення колективного внеску $g_1 = g_1^{(2)} + g_1^{(3)}$ від квадрупольного, $g_1^{(2)}$, та октупольного, $g_1^{(3)}$, фононів, а також внеску g_2 від $M1$-фононів. У таблиці представлені ці значення та загальний *g*-фактор $g_T^{\rm ef1}$, розрахований з ефективними значеннями g_s-факторів, та $g_T^{\rm ef2}$, розрахований з ефективними спіновими g_s- та аномальними орбітальними g_l-факторами. Також представлено загальний *g*-фактор g_T, розрахований з вакуумними значеннями g_s-факторів. Загалом, *g*-фактори досить добре описані в цій моделі, причому відхилення як $g_T^{\rm ef1}$, так і $g_T^{\rm ef2}$, від $g_{\rm exp}$ знаходяться в межах 10–20%. Значення $g_T^{\rm ef1}$ ближче до експеримента-

них значень, ніж $g_T^{\rm ef2}$. Очевидно, внески від мезонного обміну, спінової поляризації другого порядку та збудження Δ-ізобарів взаємно компенсуються. Слід зазначити, що високоспінові стани описуються краще, ніж низькоспінові. І в цьому відношенні розбіжність між експериментальними g-факторами станів $11/2^-$ в ^{125}Te та 10^+ в ^{126}Te виглядає разюче. Правило адитивності g-факторів порушується.

Тому цікаво розглянути ситуацію з g-факторами станів $11/2^-$ в інших сусідніх ядрах. Вони наведені на рис. 5 для ядер Sn, Cd, Te та Xe. Знову ж таки, узгодження розрахованих значень з експериментом є досить добрим. Узгодження з експериментом покращується у випадку використання ефективних g-факторів на відміну від використання одночастинкових значень. Для ядер Cd, Te та Xe поправки, пов'язані з орбітальним g_l-фактором, не є необхідними для гарної узгодженості з експериментом. Водночас, для покращення опису станів $11/2^-$ ядер Sn, цю поправку слід враховувати. Внесок спінової поляризації ядра виявляється завищеним для ізотопів Sn.

Значення g-факторів станів 10^+ у деяких ізотопах Sn та Cd також виявляються значно меншими, ніж для станів $11/2^-$, що порушує правило адитивності (порушення в межах похибки відсутні для ізотопів Xe). Домішка колективних станів занадто мала, щоб пояснити порушення правила адитивності. Невелика домішка стану $(\nu h_{11/2}\nu h_{9/2})10^+$ (це – внесок недіагональних елементів) може досить сильно змінити значення g-фактора. Домішки $\alpha^2 = 0{,}04$ такого стану достатньо, щоб пояснити різницю між g-факторами станів 10^+ та $11/2^-$ для ізотопів Te. Це значення трохи більше, ніж для інших ядер.

4. Висновки

Були виміряні ядерні g-фактори стану $5/2^+$, 274,4 кеВ в ^{117}Te; стану $5/2^+$, 320,4 кеВ в ^{119}Te; стану $7/2^+$, 443,1 кеВ в ^{121}Te; та стану 10^+, 2875 кеВ в ^{126}Te. Отримані експериментальні дані проаналізовано в рамках квазичастинково-фононної моделі. Для всіх виміряних g-факторів достатньо врахувати внесок спінової поляризації остова та колективних фононів з ефективним g_s-фактором нейтронів, щоб отримати досить хорошу відповідність з експериментальними значеннями. Через порушення правила адитивності для g-фактора стану 10^+ у ядрі ^{126}Te, також були проаналізовані g-фактори парних та непарних ізотопів сусідніх ядер Sn, Cd, Te та Xe. Правило адитивності для g-факторів стану 10^+ у Sn, Cd та Te пояснюється домішкою станів $(\nu h_{11/2}\nu h_{9/2})10^+$. Також виявилося, що врахування внеску аномального орбітального g-фактора нейтронів, δg_l, необхідне для станів $11/2^-$ непарних ізотопів Sn, щоб покращити узгодження з експериментальними даними. Такий внесок не потрібен для ізотопів Cd, Te та Xe.

Автори висловлюють щиру подяку А.Г. Магнеру за прочитання рукопису та творчі пропозиції.

1. A. Arima, H. Horie. Configuration mixing and magnetic moments of odd nuclei. *Prog. Theor. Phys.* **12**, 623 (1954).
2. H. Noya, A. Arima, H. Horie. Nuclear moments and configuration mixing.*Prog. Theor. Phys. Suppl.* **8**, 33 (1958).
3. V.G. Soloviev. *Theory of Atomic Nuclei: Quasiparticles and Phonons* (Inst. Phys., 1992).
4. A.I. Levon, S.N. Fedotkin, Chan Zu Khyung. Description of magnetic moments of nuclei ^{117}Sb, ^{115}Sb, ^{113}Sn in the quasiparticle phoon model. *Yad. Fiz.* **38**, 577 (1983).
5. A.I. Levon, C.N. Fedotkin, A.I. Vdovin. Magnetic moments of the odd spherical nuclei. *Yad. Fiz.* **43**, 1416 (1986).
6. J. Bleck, D. W. Yaag, W. Ribbe. Calibration of an excited nuclear state g-factor in terms of the proton g-factor. *Nucl. Instrum. Methods* **67**, 169 (1969).
7. L. Kåubler, H. Prade, F. Dönau, U. Hagemann, F. Stary. Deformation dependence of magnetic moments in the odd transitional nuclei $^{117-125}$Te. *Z. Phys. A* **299**, 251 (1981).
8. U. Hagemann, H.-J. Keller, Ch. Protochristow, F. Stary. Collective excitations in the ^{117,119,121}Te nuclei. Nucl. Phys. A **329**, 157 (1979).
9. I.I. Zalubovski, A.V. Kuznichenko, V.N. Lebedev, A.I. Levon, G.I. Onischenko. The pulsing system for reducing the frequency of the particle bunches in the cyclotron beam. *Instr. Exper. Techn.* **4**, 40 (1984).
10. A.I. Vdovin, V.V. Voronov, V.Yu. Ponomarev, Ch. Stoyanov. Two-phonon admixture effect on M1 resonance in spherical nuclei. *Yad. Fiz.* **30**, 923 (1979).
11. S.P. Kamerdzhiev, J. Speth, G. Tertychny, J. Wambach. M1 resonances in unstable magic nuclei. *Z. Phys. A* **346**, 253 (1993).
12. S.P. Kamerdzhiev, M.I. Shitov. Microscopic theory of pygmy- and giant resonances: accounting for complex 1p1h⊗phonon configurations. *Eur. J. Phys. A* **56**, 265 (2020).
13. W.G. Love, M.A. Franey. Effective nucleon-nucleon interaction for scattering at intermediate energies. *Phys. Rev. C* **24**, 1073 (1981).

14. S. Nagamiya, T. Yamazaki. Evidence for anomalous g_l factors of the nucleons and the mesonic-exchange effect. *Phys. Rev. C* **4**, 1961 (1971).
15. A.V. Kuznichenko, V.N. Lebedev, A.I. Levon, O.F.Nemets. Magnetic moments of the 8^+ and 11^- nuclear states of ^{92}Mo and anomalous orbital magnetism of protons in the $Z = 40$–44 range. *Izv. Akad. Nauk SSSR, Ser. Fiz.* **41**, 1624 (1977).
16. A.I. Levon, Yu.V. Nosenko, V.A. Onischuk, A.A. Schevchuk, A.E. Stuchbery. Nuclear g factors and structure of high-spin isomers in ^{190,192,194}Pt and ^{196,198}Hg. *Nucl. Phys. A* **764**, 24 (2006).

Одержано 27.05.25.
Переклад на українську мову О. Войтенка

A.I. Levon, V.A. Onischuk,
K.P. Shevchenko, A.A. Shevchuk

NUCLEAR g-FACTORS OF ISOMERIC STATES IN ^{117}Te, ^{119}Te, ^{121}Te, AND ^{126}Te AND CALCULATIONS WITHIN THE QUASIPARTICLE-PHONON MODEL

The nuclear g-factors of the $5/2^+$ state at 274.4 keV in ^{117}Te, of the $7/2^+$ state, at 443.1 keV in ^{121}Te, and the 10^+ state at 2875 keV in ^{126}Te have been obtained as –0.306(9), –0.221(3), and –0.152(9), respectively, using the TDPAD method. Nuclear g-factor of the $5/2^+$ state at 320.4 keV in ^{119}Te has been found as –0.35(8) by the same method. These experimental data are analyzed using the quasiparticle-phonon model.

K e y w o r d s: g-factors, Te-isotops, quasiparticle-phonon model.