

ЯДЕРНЫЕ g-ФАКТОРЫ ВЫСОКОСПИНОВЫХ ИЗОМЕРНЫХ СОСТОЯНИЙ В ^{190,192,194}Pt

А. И. Левон, И. Б. Ковгар, Ю. В. Носенко, В. А. Онищук, А. А. Шевчук

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Для измерения g-факторов изомерных состояний в ядрах ^{190,192,194}Pt был использован метод интегрального возмущенного углового распределения во внешнем магнитном поле. Получены следующие результаты: ¹⁹⁰Pt, $g(12^+) = -0,17(12)$, $g(10^-) = -0,0016(36)$, $g(7^-) = 0,62(9)$; ¹⁹²Pt, $g(12^+) = -0,18(9)$, $g(10^-) = -0,0012(10)$, $g(7^-) = 0,48(12)$; ¹⁹⁴Pt, $g(12^+) = -0,17(7)$, $g(7^-) = 0,26(8)$. Обсуждается внутренняя структура изомеров. Состояния 12^+ имеют вращательно-выстроенную структуру ($\nu i_{13/2}^{-2}$). В ¹⁹⁴Pt как изомерное предложено состояние 12^+ (вместо состояния 10^+) со структурой ($\nu i_{13/2}^{-2}$), к которому относится $g = -0,17(6)$. Из g-факторов состояний 10^- в ¹⁹⁰Pt и ¹⁹²Pt с конфигурацией $\nu 9/2[505] \otimes \nu 11/2^+[615]$ определен аномальный орбитальный g-фактор для нейтронов $\delta g_n = -0,028(6)$. Положительные g-факторы изомера 7^- указывают на изменение во внутренней структуре полос отрицательной четности от преимущественно ($\nu i_{13/2}^{-2}$) к преимущественно ($\nu h_{11/2}^{-2}$) при переходе от изотопов ртути к изотопам платины.

1. Вступление

Изомерные состояния как положительной (10^+ и 12^+), так и отрицательной (7^- и 10^-) четностей наблюдались для ряда изотопов платины и ртути, g-факторы большинства из них были измерены для ядер ртути [1 - 4]. С их помощью была установлена структура этих изомеров даже в случае низкой точности измерений. Необходимость измерения g-факторов соответствующих состояний в ядрах платины для выяснения их структуры была подчеркнута в нескольких публикациях [5 - 7], но тем не менее до сих пор не предпринималось никаких попыток провести подобные измерения. В этой статье мы представляем результаты измерений g-факторов изомерных состояний в ^{190,192,194}Pt. Ядра ^{190,192,194}Pt прежде изучались методами γ -спектроскопии на пучке с использованием (α , $4n\gamma$) и (α , $2n\gamma$) реакций [6, 7], результаты этих измерений были использованы для определения g-факторов при анализе данных наших предыдущих измерений [8]. Поскольку значения коэффициентов углового распределения и интенсивностей переходов очень важны при таком анализе, то логарифмические производные углового распределения и интенсивности переходов измерялись в отдельном эксперименте при тех же условиях, что и при измерении прецессии в магнитном поле.

2. Эксперимент и результаты измерений

Возбужденные состояния ^{190,192,194}Pt заселялись и выстраивались в реакциях ^{188,190,192}Os(α , $2n$)^{190,192,194}Pt с использованием пучка α -частиц 27 МэВ на циклотроне У-120. Осмиевые мишени с обогащением изотопом 98 % были изготов-

лены путем склеивания металлического порошка коллоидным графитом на толстой висмутовой подложке. При прохождении пучка через мишень толщиной ~ 60 мг/см² энергия пучка понижалась до ~ 20 МэВ, перекрывая таким образом функцию возбуждения реакции (α , $2n$) от максимума до половины. Пучок останавливался в висмутовой подложке, и, таким образом, не наблюдалось существенного увеличения фона.

g-факторы были измерены методом интегрального возмущенного углового распределения (ИВУР) γ -лучей во внешнем магнитном поле 2,90(1) Т. Поворот пучка в магнитном поле был определен равным 116(1) мрад. Поскольку эта величина очень важна в анализе экспериментальных данных, для ее определения были использованы три различных метода: а) используя распределение магнитного поля вдоль пучка; б) непосредственное определение поворота пучка на расстоянии 150 см от толстой мишени с отверстием посередине; в) измеряя поворот углового распределения наиболее интенсивных γ -лучей из реакции ⁹⁶Mo(α , $2n$)⁹⁸Ru. Обычно в таких измерениях применяются мишени с кубической решеткой с целью избежать ослабления углового распределения γ -лучей, испускаемых ядрами отдачи при внедрении в решетку мишени. Металлический осмий имеет гексагональную A_3 решетку. Тем не менее только для углового распределения γ -лучей при разрядке изомеров с $\tau = 69$ и 404 нс ослабление существенно. Интегральное возмущенное угловое распределение в случае магнитного дипольного и электрического квадрупольного взаимодействий имеет вид

$$W(\theta, \tau) = 1 + A_2 \bar{G}_2 P_2 \left[\theta - \bar{G}_2 \omega_L \tau - \theta_B \right]. \quad (1)$$

Ослабление уже учтено, если используются экспериментальные значения величины A_2 в анализе экспериментальных данных ($A_k^{\text{exp}} = A_2 \bar{G}_2$), но необходимо знать \bar{G}_2 , для того чтобы найти $\omega_L \tau$ из $\bar{G}_2 \omega_L \tau$. Сравнение логарифмических производных углового распределения γ -лучей при распаде изомеров и для быстрых переходов позволяет получить $\bar{G}_2 = 0,95(6)$ для изомера с $\tau = 69$ нс и $0,65(8)$ для изомера с $\tau = 404$ нс.

Если наблюдается прямой переход из изомерного состояния, при малом угле ларморовской прецессии и при $\theta = \pm 135^\circ$ последний может быть определен из выражения

$$R = S \cdot \Delta\theta_L. \quad (2)$$

Здесь R – асимметрия отсчетов, измеренная для поля вверх/вниз, S – логарифмическая производная углового распределения γ -лучей и $\Delta\theta_L = \omega_L \tau$. Величина R определялась как

$$R = \frac{1 - \sqrt{\rho}}{1 + \sqrt{\rho}}, \quad (3)$$

где ρ – отношение числа отсчетов

$$\rho = \frac{N(+\theta) \uparrow \cdot N(-\theta) \downarrow}{N(+\theta) \downarrow \cdot N(-\theta) \uparrow}. \quad (4)$$

Выражение (2) должно быть видоизменено, чтобы учесть комбинированный эффект, вызванный ларморовской прецессией и поворотом пучка. К тому же в том случае, когда регистрируется не переход, разряжающий изомер, а последующий переход, необходимо учитывать быстрое заселение уровня, разряжающегося этим переходом. Тогда

$$R = S \cdot \left\{ \theta_B + \sum_i \frac{I_d^{(i)}}{I_{fd}} \Delta\theta_L^{(i)} \right\}. \quad (5)$$

Здесь $I_d^{(i)}$ – интенсивность i -й задержанной компоненты и I_{fd} – суммарная задержанная + быстрая интенсивность (рис. 1, а). Ситуация становится еще более сложной, когда наблюдаемый переход заселяется другим изомерным переходом. В этом случае и также для малых $\Delta\theta = \omega\tau + \theta_B$ может быть использовано выражение

$$R = S \cdot \left\{ \frac{I_1 \cos 2\alpha_{12} \frac{\omega_1 \tau_1^2 - \omega_2 \tau_2^2}{\tau_1 - \tau_2} + \frac{I_2 - I_1}{I_2} \omega_2 \tau_2 + \theta_B \left[1 + \frac{I_1}{I_2} (\cos 2\alpha_{12} - 1) \right]} \right\}. \quad (6)$$

Здесь индексы (1) и (2) относятся к верхнему и нижнему изомерным переходам, соответственно (рис. 1, б). Фазовый сдвиг α_{12} обусловлен разницей между g -факторами и временами жизни двух изомеров

$$2\alpha_{12} = \text{arctg} \left(2\tau_1 \tau_2 \frac{\omega_1 - \omega_2}{\tau_1 - \tau_2} \right). \quad (7)$$

Для определения логарифмических производных S γ -спектры измерялись двумя детекторами, размещенными на углах $(\pm 135^\circ + \Delta\theta)$ в одной экспозиции и $(\pm 135^\circ - \Delta\theta)$ в другой без магнитного поля. Тогда справедливо следующее выражение для нормализованной разности спектров:

$$R = \frac{I(\theta + \Delta\theta) + I(-\theta - \Delta\theta) - I(\theta - \Delta\theta) - I(-\theta + \Delta\theta)}{I(\theta + \Delta\theta) + I(-\theta - \Delta\theta) + I(\theta - \Delta\theta) + I(-\theta + \Delta\theta)} = S \cdot \Delta\theta \quad (8)$$

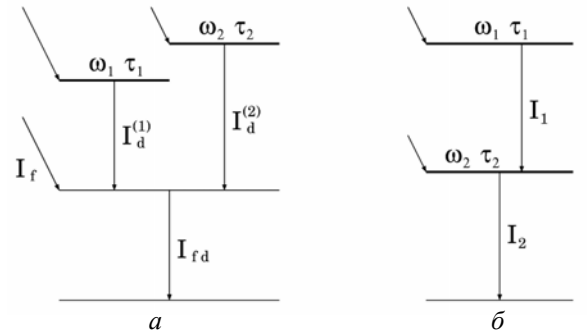


Рис. 1. Определение символов при проведении вычислений: а – к уравнению (5); б – к уравнению (6).

При определении R применялась процедура, подобная описанной выше с использованием выражений (3) и (4). Суммы спектров, измеренных на углах $135^\circ \pm 9^\circ$, использованы для определения интенсивностей переходов. Логарифмические производные и интенсивности переходов, полученные в результате таких измерений с угловым сдвигом $\Delta\theta = 9^\circ$, приведены в таблице.

Гамма-лучи детектировались двумя HPGe-детекторами с антикомптоновской защитой. Калибровка эффективности детекторов была проведена с использованием радиоактивных источников ^{133}Ba и ^{152}Eu при тех же условиях, что и измерения на пучке. При измерении g -факторов детекторы размещались на углах $\pm 135^\circ$ относительно направления пучка.

Гамма-спектры накапливались при двух противоположных направлениях магнитного поля. Типичный спектр показан на рис. 2. Части схемы уровней, важные при анализе, приведены на рис. 3. Там же приведены средние величины времен жизни [10 - 12]. Экспериментальные данные и результаты анализа приведены в таблице.

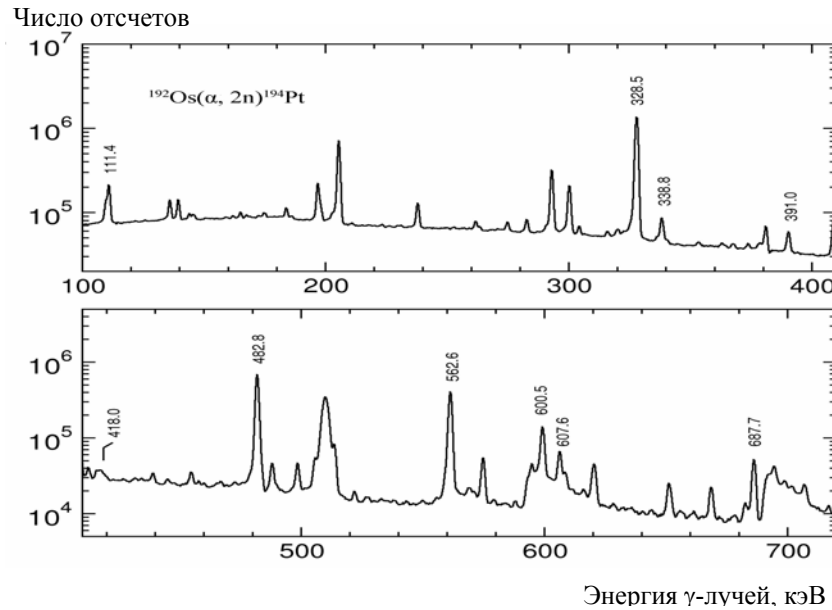


Рис. 2. Гамма-спектр при взаимодействии ядер ^{190}Os с α -частицами с энергией 26,8 МэВ.

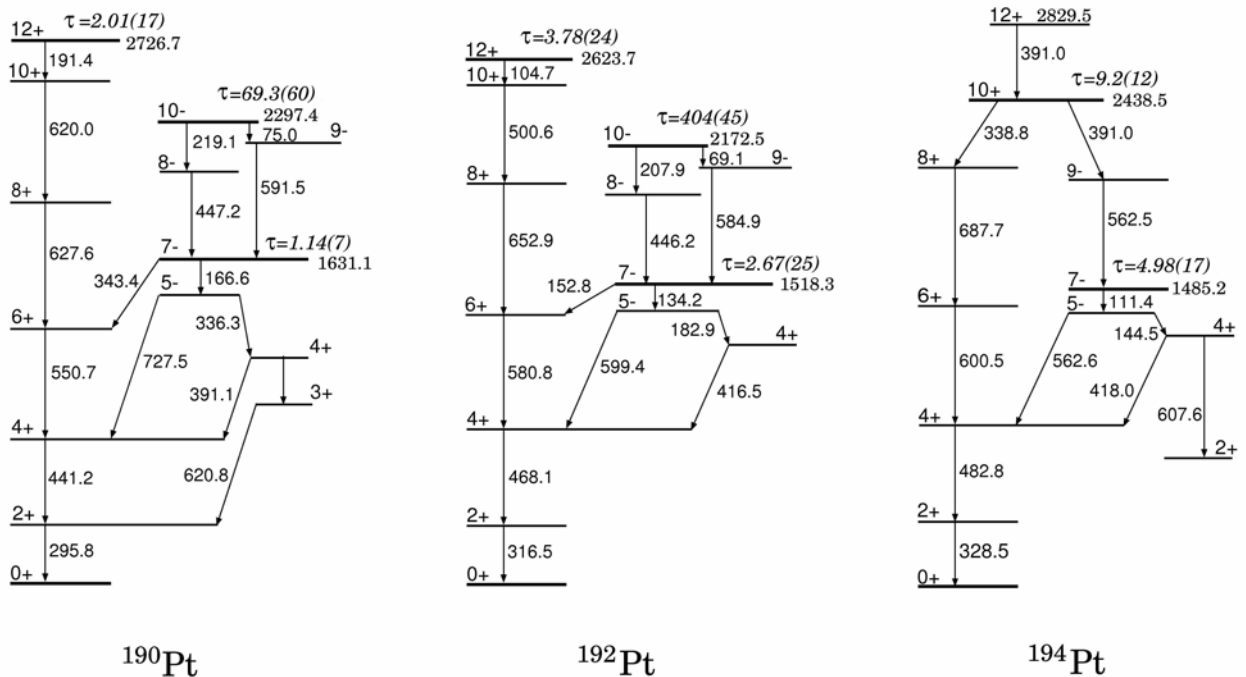


Рис. 3. Части схемы уровней ядер $^{190,192,194}\text{Pt}$, важные для измерения g-факторов. (Энергии уровней указаны в кэВ, времена жизни – в нс).

3. Обсуждение

3.1. Состояние 12^+ в ^{190}Pt и ^{192}Pt и состояние 10^+ в ^{194}Pt

В ядрах ^{190}Pt и ^{192}Pt низколежащие уровни положительной четности вплоть до 8^+ могут быть описаны с использованием модели переменного момента инерции, но разница энергий между 10^+ и 12^+ состояниями слишком мала. Возможное описание этой аномалии было дано в терминах модели вращательно-выстроенного двухквazi-

стичного возбуждения. (i) Вращательно-выстроенные полосы типа $(\nu i_{13/2}^{-2})$ или $(\pi h_{11/2}^{-2})$ предлагались как пересекающие полосу основного состояния и первое пересечение ответственно за малость промежутков между 10^+ и 12^+ состояниями [5, 6, 13]. Структура состояния 12^+ есть $(\nu i_{13/2}^{-2})12^+$ и ее g-фактор выражается как [14]

$$g = g_R + (g_i - g_R) \frac{I_s}{I}, \quad (9)$$

где I_s - выстроенный спин развязанной частицы.

Результаты измерений и анализа прецессии для изомерных состояний в $^{190,192,194}\text{Pt}$

E_γ , кэВ	$I_{\text{перех}}$	S	R	$\omega_L \tau$, рад	$\overline{\omega_L \tau}$, рад	g-фактор
^{190}Pt						
191,4	0,8(2)	0,54(12)	0,039(15)	-0,046(32)		
627,6	6,2(2)	0,42(4)	0,048(9)	-0,013(220)	-0,045(30)	$g(12^+) = -0,17(12)$
75,0	2,2(3)					
219,1	1,8(2)	0,46(12)	0,046(15)	-0,016(42)		
447,2	7,3(2)	0,62(5)	0,069(7)	-0,025(90)		
591,5	6,0(2)	0,27(3)	0,031(4)	-0,004(67)	-0,014(33)	$g(10^+) = -0,0016(36)$
166,6	19,4(2)	0,39(2)	0,069(5)	0,079(22)		
343,3	6,1(2)	-0,36(3)	-0,069(7)	0,096(33)		
336,4	3,8(2)	-0,31(6)	-0,053(15)	0,089(84)		
727,5	20,6(3)	-0,36(2)	-0,062(5)	0,091(27)		
550,7	20,8(3)	0,36(3)	0,051(3)	0,111(36)		
441,2	62,7(6)	0,32(2)	0,047(3)	0,098(30)		
295,8	100	0,23(2)	0,039(4)	0,092(85)	0,093(13)	$g(7) = 0,62(9)$
^{192}Pt						
104,7	1,3(2)	0,54(15)	0,023(40)	-0,073(75)		
500,6	3,2(2)	0,36(6)	0,027(7)	-0,101(74)		
652,9	7,5(2)	0,039(3)	0,039(4)	-0,092(85)	-0,089(46)	$g(12^+) = -0,18(9)$
69,1	3,6(5)					
207,9	1,2(2)	0,34(12)	0,020(14)	-0,057(46)		
446,2	8,8(2)	0,55(4)	0,063(3)	-0,011(86)		
584,9	8,5(3)	0,023(5)	0,024(4)	-0,027(77)	-0,043(38)	$g(10^+) = -0,0012(10)$
134,2	26,4(3)	0,48(2)	0,093(3)	0,131(46)		
153,0	1,9(2)	-0,38(7)	-0,062(12)	0,093(63)		
182,9	1,2(2)	-0,33(6)	-0,053(9)	0,122(87)		
599,4	39,6(4)	-0,36(2)	-0,072(3)	0,190(67)		
580,8	14,6(3)	0,32(2)	0,044(2)	0,236(83)		
468,1	70,4(7)	0,31(2)	0,060(2)	0,277(88)		
316,5	100	0,24(2)	0,046(2)	0,370(115)	0,166(40)	$g(7) = 0,48(12)$
^{194}Pt						
338,8	3,8(3)	0,28(5)	0,006(7)	-0,095(42)		
391,0	2,7(5)	-0,02(5)	0,013(6)	-0,078(59)		
600,5	15,0(2)	0,29(3)	0,029(4)	-0,086(98)		
687,7	6,4(2)	0,38(3)	0,032(5)	-0,073(45)	-0,083(27)	$g(10^+) = -0,068(23)$ или $g(12^+) = -0,17(7)$
111,4	23,4(5)	0,51(4)	0,115(3)	0,128(49)		
562,6	46,7(5)	-0,20(2)	-0,058(2)	0,194(50)		
607,6	6,3(6)	0,27(3)	0,035(7)	0,217(150)		
482,8	68,6(7)	0,28(2)	0,066(2)	0,391(120)		
328,5	100	0,23(2)	0,046(2)	0,400(125)	0,172(55)	$g(12^-) = 0,26(8)$

В случае полного выстраивания $I_s = I$ g-фактор равен одночастичному g_i . (ii) Другое предположение заключается в том, что двухпротонные и двухнейтронные вращательно-выстроенные структуры одинаково важны для наблюдения промежутка $10^+ - 12^+$ [5 - 7]. Состояние 12^+ в этой интерпретации имеет преимущественно структуру $(\nu i_{13/2}^{-2})12^+$ и g-фактор должен иметь одночастичное значение. (iii) Наконец, предлагалось такое описание, в котором модель асимметричного ротора расширялась с включением связи между 0_1^+ и 2_1^+ квазичастичными состояниями [15]. Снова были рассмотрены одночастичные

($\pi h_{11/2}^{-2}$) и ($\nu i_{13/2}^{-2}$) конфигурации. В такой интерпретации иростовое 12^+ состояние также содержит преимущественно конфигурацию $(\nu i_{13/2}^{-2})$ без какой-либо примеси 0_1^+ квазичастичных состояний. Из систематики экспериментальных данных для изотопов ртути и платины [1] $g_{ef}(i_{13/2}) \approx -0,16$. Используя эту величину, видим, что наблюдаемый g-фактор состояний 12^+ в ^{190}Pt и ^{192}Pt согласуется с упоминаемыми интерпретациями, но без их различия.

В противоположность ^{190}Pt и ^{192}Pt , иростовое состояние 10^+ в ^{194}Pt рассматривалось как изомерное, в то время как состояние 12^+ расположе-

но выше. Подобная последовательность уровней необычна для $(\nu i_{13/2}^{-2})$ конфигурации, и, таким образом, уровень 10^+ в ^{194}Pt , предполагалось, имеет $(\pi h_{11/2}^{-2})$ конфигурацию [5, 7]. В последних публикациях состояние 10^+ интерпретировалось как $(\nu i_{13/2}^{-2})$ выстроенное состояние [16]. Экспериментальные g-факторы легко различают между этими возможностями благодаря большой разнице в величине и знаке: около +1,2 для $\pi_{11/2}$ конфигурации и около -0,16 для $\nu_{13/2}$. Отрицательный измеренный g-фактор подтверждает нейтронную структуру этого состояния.

Однако обе интерпретации изомера как $(\pi h_{11/2}^{-2})10^+$ и $(\nu i_{13/2}^{-2})10^+$ несовместимы с наблюдаемой структурой уровней. Промежуток между 10^+ и 12^+ уровнями для $(\nu i_{13/2}^{-2})$ конфигурации должен быть значительно меньше, чем промежуток между любыми уровнями подобной конфигурации с более низкими спинами. В ^{194}Pt промежуток $10^+ \rightarrow 12^+$, однако, больше, чем для $8^+ \rightarrow 10^+$. С другой стороны, для $(\pi h_{11/2}^{-2})$ конфигурации 8^+ и 10^+ состояния должны почти вырождаться, чего опять не наблюдается. Аналогичная ситуация наблюдалась для ^{190}Hg , ^{194}Hg и ^{196}Hg [2, 3]. Измеренные g-факторы согласовывались с чистой $(\nu i_{13/2}^{-2})$ конфигурацией и исключали $(\pi h_{11/2}^{-2})$. В [2] было предположено, что прежде неизвестный уровень 12^+ лежит очень близко к уровню 10^+ . Это предположение стимулировало поиск не наблюдавшегося ранее уровня, и доказательство его существования были найдены в ^{196}Hg [17]. Если это справедливо для ^{194}Pt , тогда изомер с временем жизни 9,3 нс должен быть отождествлен скорее с состоянием 12^+ , чем с 10^+ . Величины определяемых в анализе g-факторов подтверждают это предположение. Если g-фактор приписывается состоянию 10^+ , то значение -0,068(23) слишком мало для структуры $(\nu i_{13/2}^{-2})10^+$. Если же он приписывается состоянию 12^+ , тогда значение -0,17(7) находится в согласии с систематикой g-факторов для $(\nu i_{13/2}^{-1})$ и $(\nu i_{13/2}^{-2})$ конфигураций в платине, ртути и свинце. Энергию предполагаемого состояния 12^+ можно оценить, используя значения $V(E2; 12^+ \rightarrow 10^+)$ для более легких изотопов. При $V(E2) = 3175 \text{ e}^2 \cdot \text{фм}^4$, полученным из времени жизни в ^{192}Pt и с использованием времени жизни 9,3 нс изомера, энергия перехода $12^+ \rightarrow 10^+$ может быть оценена из

$$E^5(1 + \alpha) = 2,75 \cdot 10^{10} \text{ кэВ}^5, \quad (10)$$

где α - коэффициент конверсии для перехода E2 с энергией E. Величина $E^5(1 + \alpha)$ незначительно

изменяется, с $4,0 \cdot 10^{10}$ до $3,5 \cdot 10^{10} \text{ кэВ}^5$ в области энергий связи электрона $E(K) = 78,4 \text{ кэВ}$ и $E(L1) = 13,88 \text{ кэВ}$. Ниже энергии связи $E(L3) = 11,56 \text{ кэВ}$ значение $E^5(1 + \alpha)$ понижается до $0,86 \cdot 10^{10} \text{ кэВ}^5$ и далее почти постоянно вплоть до энергии $E(M3) = 3,3 \text{ кэВ}$. Величина $2,75 \times 10^{10} \text{ кэВ}^5$ достигается между 13,88 и 11,56 кэВ. Следовательно, переход $12^+ \rightarrow 10^+$ может быть принят как имеющий энергию 12,7(12) кэВ. Энергии и спины уровней в иррадиационной полосе выше спина 10^+ тогда должны быть изменены с учетом этого перехода $12^+ \rightarrow 10^+$. Они показаны на рис. 4 с систематикой 0_1^+ и 2_1^+ квазичастичных возбуждений в этой области энергий для трех изотопов платины. Уровень, прежде рассматриваемый как 12^+ , тогда будет 14^+ , и его энергия должна быть смещена с 2829 до 2842 кэВ. Уровень 2849 кэВ, предположительно идентифицированный как 10^+ , должен быть членом полосы основного состояния. Из этой систематики может быть предсказан дополнительный уровень с энергией 2450 кэВ и спином 10^+ , поскольку деформации трех изотопов платины мало отличаются.

Структура $(\pi h_{11/2}^{-2})$ состояния 10^+ в ^{194}Pt оправдана систематикой. В [5, 15, 18] предполагалось, что $h_{11/2}$ -протоны играют важную роль в структуре 2_1^+ квазичастичных состояний, особенно при объяснении трех 10^+ уровней в ^{190}Pt . Из измеренных величин $V(E2; 12^+ \rightarrow 10_n^+)$ и из вычислений [18] следует, что эти состояния не чистые, но являются смесью 0_1^+ и 2_1^+ квазичастичных конфигураций, хотя каждое состояние имеет одну доминантную внутреннюю конфигурацию (они показаны на рис. 4). Примесь других конфигураций зависит от положения энергий Ферми нейтронов и протонов при переходе от одного изотопа к другому. С добавленными уровнями в ^{194}Pt все три изотопа демонстрируют отчетливую картину этих изменений. Уровни 8^+ и 10^+ 0_1^+ квазичастичной конфигурации (основной полосы) показывают хорошо известное уменьшение энергий уровней с уменьшением числа нейтронов, следующее из увеличения деформации нейтронно-дефицитного ядра. Противоположное поведение 2_1^+ квазичастичных конфигураций следует из изменения энергии Ферми нейтрона относительно энергий орбиталей с низким Ω , для которой выстраивание двух квазичастиц энергетически выгодно из-за больших матричных элементов, обусловленных силами Корриолиса.

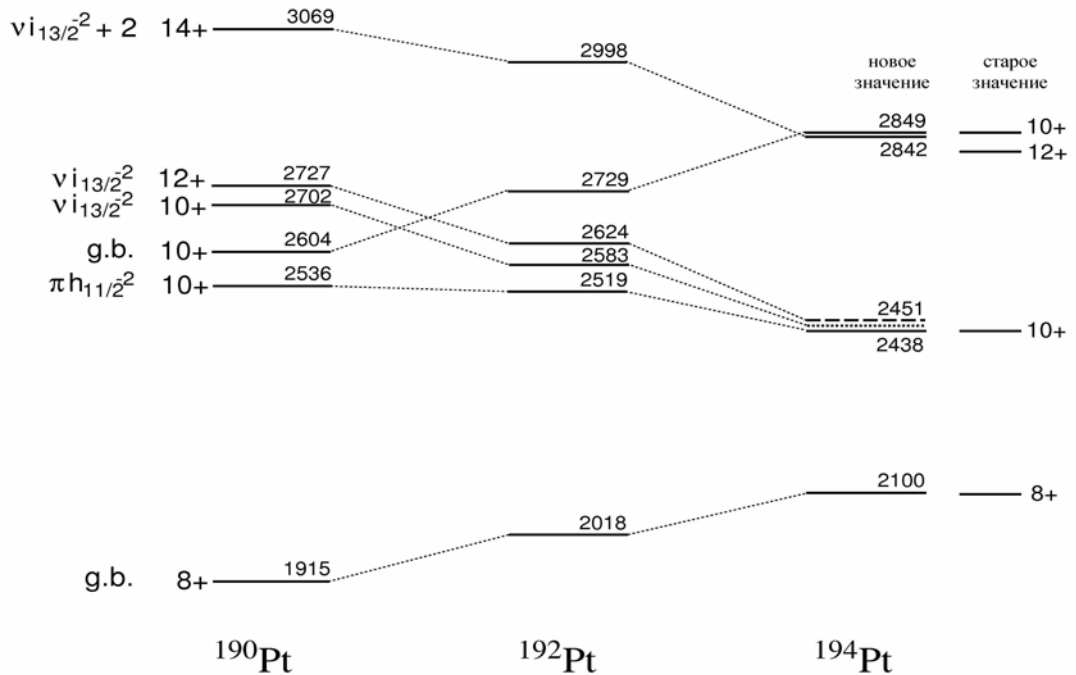


Рис. 4. Систематика 0_1^+ и 2_1^+ состояний в области состояний $8^+ - 14^+$ в $^{190,192,194}\text{Pt}$, с включением предполагаемых отсутствующих уровней в ^{194}Pt .

3.2. Состояния 10^- в ^{190}Pt и ^{192}Pt

В распаде изомеров приведенные вероятности перехода $V(E2, 10^- \rightarrow 8^-) \approx (2 - 5) \cdot 10^{-2}$ w.u. (единицы Вайскопфа) и $V(M1, 10^- \rightarrow 9^-) \approx (0,5 - 2) \times 10^{-4}$ w.u. Сильные факторы задержки указывают на то, что структура 10^- изомеров отличается от членов полосы, построенной на состоянии 5^- . В то же время переход, соединяющий изомер с состоянием 10^+ , 2583 кэВ свидетельствует о $i_{13/2}$ -нейтронной конфигурации в его структуре, как предпочтительной. Поэтому был сделан вывод [6, 7], что он подобен известному изомеру с $T_{1/2} = 10$ мин в ^{190}Os со структурой $9/2^- [505] \otimes 11/2^+ [615]$, образованной двумя нейтронами [19]. Эта интерпретация находит подтверждение в измеренном g-факторе. В пределе сильной связи g-фактор двухчастичного состояния определяется выражением

$$g = \frac{1}{I+1} (g_R + g_{K_1} K_1 + g_{K_2} K_2), \quad (11)$$

где g_R и g_K - коллективный и одночастичный g-факторы. Значение g_K для $9/2^- [505]$ орбитали может быть получено из экспериментального g-фактора состояния $9/2^-$ в ^{191}Os $g = +0,214(2)$ [20], используя $g_R = g(2^+) = +0,340(12)$ в ^{190}Os [21]: $g_{K=9/2} = 0,186(3)$. Подобным же образом

значение g_K для $13/2^+ [606]$ орбитали может быть получено из экспериментального g-фактора состояния $13/2^+$ в ^{193}Pt $g = -0,116(3)$ [22], используя $g_R = g(2^+) = +0,6302(18)$ в ^{192}Pt [23, 24]: $g_{K=13/2} = -0,180(5)$. Чтобы получить $g_{K=11/2}$, значение $g_{K=13/2}$ должно быть исправлено на разницу K и $\langle s_z \rangle$ в выражении

$$g_K = g_l + \frac{\langle s_z \rangle}{K} (g_s - g_l). \quad (12)$$

Поляризация остова может быть учтена путем использования g_s^{eff} вместо одночастичного g_s , тогда $g_{K=11/2} = -0,216(10)$ при $g_s^{eff} \approx 0,65 g_s$. Рассчитанный с этими значениями g-фактор $g(10^-) = -0,004(3)$ находится в отличном согласии с экспериментальным значением.

Измеренные g-факторы состояния 10^- могут быть использованы для нахождения аномального орбитального g-фактора, $\delta g_l = g_l - g_l^{free}$, возникающего из-за мезонных обменных токов. Наиболее достоверное определение возможно из экспериментального g-фактора состояния, в котором две частицы с противоположными спинами вне четно-четного остова связаны в максимальный угловой момент [25]. Одночастичный g-фактор для нейтронов может быть выражен как

$$g_K = \delta g_l + \frac{\langle s_z \rangle}{K} (g_s^{eff} - \delta g_l). \quad (13)$$

Для состояний с $K = K_1 + K_2 = I$ справедливо

$$g(I) = \frac{I}{I+1} \left\{ \frac{g_R}{I} + \delta g_l + \frac{\langle s_z \rangle^1 + \langle s_z \rangle^2}{I} (g_s - \delta g_l) \right\}. \quad (14)$$

Неопределенность, вносимая коллективным g-фактором мала, потому что g_R делится на большое I . Поскольку спиновые вклады почти полностью гасят друг друга, остающаяся поправка, вызванная спиновым магнетизмом, может быть надежно учтена. Она была вычислена в модели Нильсона. Значения $\langle s_z \rangle$ вычислены для $\beta_2 = 0,15$, известного из эксперимента для ^{192}Pt [27]: $-0,434$ и $+0,442$ для орбиталей $9/2[505]$ и $11/2^+[615]$ соответственно. Используя $g_R = 0,302(18)$, аномальный нейтронный орбитальный g-фактор получен из уравнения (14) равным

$$\delta g_l(n) = -0,028(6). \quad (15)$$

Наше значение $\delta g_l(n)$ подтверждает изовекторный характер δg_l , но находится в противоречии с тем, что получен из g-фактора изомера 10^- в ^{190}Os [28]: $\delta g_l(n) = -0,095(15)$.

3.3. 7 состояния в $^{190,192,194}\text{Pt}$

g-факторы состояний 7^- в изотопах Pt оказались большими и положительными, что неожиданно, несмотря на тот факт, что это следует из предсказаний в [29]. Значения g-факторов состояний 7^- в $^{196,198}\text{Hg}$, $^{200,206}\text{Pb}$ с $Z > 78$ и в $^{186,188}\text{Os}$ с $Z < 78$ малы и колеблются от $-0,2$ до $-0,04$. Форма ядер $^{186,188}\text{Os}$ – вытянутая, а у ядер $^{200,206}\text{Pb}$ – сферическая, а ядра $^{196,198}\text{Hg}$, как и $^{190,192,194}\text{Pt}$, имеют преимущественно сплюснутую форму и потому изменения g-факторов в этих ядрах от малых отрицательных до больших положительных значений кажутся неожиданными.

Энергии и свойства полос отрицательной четности в ядрах ртути были успешно описаны в рамках модели двух квазичастиц, связанных со сплюснутым ротором [30]. Одна из квазичастиц имеет большой угловой момент, что приводит к ее развязыванию силами Кориолиса, другая квазичастица с малым угловым моментом сильно связана с остовом. Во внутренней структуре полос в ядрах ртути преобладают двухнейтронные компоненты типа $(\nu_{13/2}, \nu_j)$. g-факторы состояний 7^- в ^{196}Hg и ^{198}Hg также описываются этой моделью [4].

Однако модель [30] неприменима к ядрам платины, где 5^- и 7^- уровни лежат на $300 - 400$ кэВ ниже аналогичных в ядрах ртути. Поэтому модель [30] была обобщена с учетом неаксиальных деформаций [18, 29], и хорошее согласие было достигнуто для энергий и свойств полос как в ядрах ртути, так и платины. Как и в модели [30], двухнейтронные компоненты ответственны за внутреннюю структуру в ядрах ртути, в то время как двухпротонные компоненты типа $(\pi h_{11/2}, \pi j)$ преобладают во внутренней структуре ядер платины. Волновая функция состояния 7^- в ^{190}Pt состоит на 21% из нейтронной и на 79% из протонной конфигураций. Основные ее компоненты

$$\begin{aligned} |7^- \rangle = & 0,20 |(\pi h_{11/2}, \pi s_{1/2}) 5^- \otimes 2^+ \rangle + \\ & + 0,50 |(\pi h_{11/2}, \pi d_{3/2}) 7^- \otimes 0^+ \rangle + \\ & + 0,51 |(\pi h_{11/2}, \pi d_{3/2}) 7^- \otimes 2^+ \rangle + \\ & + 0,20 |(\pi h_{11/2}, \pi d_{3/2}) 7^- \otimes 4^+ \rangle + \dots \end{aligned} \quad (16)$$

С этой волновой функцией и эффективными одночастичными g-факторами вычисленный g-фактор состояния 7^- оказывается равным $g = 0,90(5)$. Сравнение с экспериментальными значениями подтверждает важность вклада протонов во внутреннюю структуру изомеров, однако их вклад несколько переоценен в модели [30]. Примесь свыше 40% может быть достаточной для воспроизведения экспериментальных значений.

4. Заключение

Нами были измерены g-факторы изомеров 12^+ , 10^- , и 7^- в $^{190,192,194}\text{Pt}$. Время жизни $9,3$ нс и g-фактор $g = -0,17(7)$ в ^{194}Pt приписываются не состоянию 10^+ , а состоянию 12^+ , которое лежит на $12,7$ кэВ выше. g-факторы состояний 10^- в $^{190,192}\text{Pt}$ подтверждают их внутреннюю структуру как $\nu 9/2[505] \otimes \nu 11/2^+[615]$. Они также позволяют определить аномальный орбитальный g-фактор нейтронов $\delta g_l = -0,028(6)$. g-факторы изомеров 7^- подтверждают предсказания модели неаксиального ротора + две квазичастицы об изменении внутренней структуры от преимущественно $(\nu i_{13/2}, \nu j)$ до преимущественно $(\pi h_{11/2}, \pi j)$ при переходе от ядер ртути к ядрам платины.

СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Sergolle H., Aguer P., Bastin G. et al. // Z. Phys. - 1983. - Vol. A313. - P. - 289.*
2. *Hjorth S.A., Lee I.Y., Beene J.R. et al. // Phys. Rev. Let. - 1980. - Vol. 45. - P. - 878.*
3. *Kroth R., Bhettacherjee S.K., Günther Ch. et al. // Phys. Let. - 1980. - Vol. 97B. - P. 197.*
4. *Gorbachev B.I., Levon A.I., Nemets O.F. et al. // Yad. Fiz. (Sov. J. Nucl. Phys.) - 1984. - Vol. 39. - P. 518.*
5. *Piiparinen M., Cunnane J.C., Daly P.J et al. // Phys. Rev. Let. - 1975. - Vol. 34. - P. 1110.*
6. *Hjorth S.A., Johnson A., Lindblad Th. et al. // Nucl. Phys. - 1976. - Vol. A262. - P. 328.*
7. *Cunnane J.C., Piiparinen M., Daly P.J. et al. // Phys. Rev. - 1976. - Vol. C13. - P. 2197.*
8. *Levon A.I., de Boer J., Pozdnyak R.S. et al. // Europ. Conf. on: Advances in Nucl. Phys. and Related Areas, Thessaloniki, Greece, 8 - 12 July, 1997.*
9. *Левон А.И., Немец О.Ф. // Электромагнитные моменты возбужденных и радиоактивных ядер. - Киев: Наук. думка, 1989. - P. 471 - 472.*
10. *Browne E., Singh B. // Nucl. Data Sheets. - 1996. - Vol. 79. - P. 277.*
11. *Shirley V.S. // Nucl. Data Sheets. - 1991. - Vol. 64. - P. 205.*
12. *Singh B. // Nucl. Data Sheets. - 1990. - Vol. 61. - P. 243.*
13. *Funke L., Kemnitz P., Winter G. et al. // Phys. Let. - 1975. - Vol. 55B. - P. 436.*
14. *Frauentorf S. // Phys. Let. - 1981. - Vol. 100B. - P. 219.*
15. *Yadav H.L., Toki H., Faessler A. // Phys. Rev. Let. - 1977. - Vol. 39. - P. 1128.*
16. *Jones G.A., Podolyak Zs., Schunck N. et al. // Acta Phys. Polonica. - 2005. - Vol. B36. - P. 1323.*
17. *Kroth R., Hardt K., Guttormsen M. et al. // Phys. Let. - 1981. - Vol. 99B. - P. 209.*
18. *Yadav H.L., Faessler A., Toki H. et al. // Phys. Let. - 1980. - Vol. 89B. - P. 307.*
19. *Harmetz B., Handley T.H. // Nucl. Phys. - 1964. - Vol. 56. - P. 1.*
20. *Ohya S., Ohtsubo T., Komatsuzaki K. et al. // Phys. Rev. - Vol. - 1996. - Vol. C54. - P. 1129.*
21. *Stuchbery A.E., Anderssen S.S., Bolotin H.H. et al. // Nucl. Phys. - 1992. - Vol. A342. - P. 373.*
22. *Schütz G., Hagn E., Kienle P. et al. // Phys. Rev. Let. - 1986. - Vol. 56. - P. 1051.*
23. *Bodenstedt E., Hamer B., Herzog P. et al. // Phys. - 1992. - Vol. A342. - P. 249.*
24. *Stuchbery A.E., Lampard G.J., Bolotin H.H. // Nucl. Phys. - 1991. - Vol. A528. - P. 447.*
25. *Yamazaki T. // Mesons in Nuclei. - 1979. - Vol. 2. - P. 651.*
26. *Bengtsson R., Bengtsson T., Dudek J. et al. // Phys. Let. - 1987. - Vol. 183. - P. 1.*
27. *Raman S., Nestor J., Kahane S. et al. // Et. Data Nucl. Data Tables. - 1989. - Vol. 42. - P. 1.*
28. *Jain A.K., Sheline R.K., Sood P.C. et al. // Rev. Mod. Phys. - 1990. - Vol. 62. - P. 393.*
29. *Yamazaki T. // Phys. Let. - 1985. - Vol. 60B. - P. 227.*
30. *The European Muon Collaboration // Phys. Let. - 1983. - Vol. 123B. - P. 275.*
31. *Toki H., Neergård K., Vogel P. et al. // Nucl. Phys. - 1977. - Vol. A279. - P. 1.*
32. *Neergård K., Vogel P., Radomski M. // Nucl. Phys. - 1975. - Vol. A238. - P. 199.*

ЯДЕРНІ g-ФАКТОРИ ТА СТРУКТУРА ВИСОКОСПІНОВИХ ІЗОМЕРІВ У ^{190,192,194}Pt

О. І. Левон, І. Б. Ковгар, Ю. В. Носенко, В. А. Онищук, А. А. Шевчук

Для вимірювання g-факторів ізомерів в ядрах ^{190,192,194}Pt, заселених у (α, 2n)-реакції, було застосовано метод інтегрального збуреного кутового розподілу у зовнішньому магнітному полі. Отримано такі результати: ¹⁹⁰Pt, g(12⁺) = -0,17(12), g(10⁻) = -0,0016(36), g(7) = 0,62(9); ¹⁹²Pt, g(12⁺) = -0,18(9), g(10⁻) = -0,0012(10), g(7) = 0,48(12); ¹⁹⁴Pt, g(12⁺, нове значення) = -0,17(6), g(7) = 0,26(8). Стан 12⁺ має обертально-вистроєну структуру (νi_{13/2}⁻²). Запропоновано, що ізомерним у ¹⁹⁴Pt є відсутній стан 12⁺ зі структурою (νi_{13/2}⁻²), замість стану 10⁺, якому приписували g = -0,17(6). Із g-факторів стану 10⁻ у ¹⁹⁰Pt та ¹⁹²Pt із конфігурацією ν9/2⁻[505] ⊗ ν11/2⁺[615] було визначено аномальний орбітальний g-фактор для нейтронів δg_n = -0,028(6). Позитивні величини g-факторів станів 7⁻ указують на зміни у внутрішній структурі смуг негативної парності від переважно (νi_{13/2}⁻²) до переважно (πh_{11/2}⁻²) при переході від ізоотопів ртуті до платини.

NUCLEAR g-FACTORS AND STRUCTURE OF THE HIGH-SPIN ISOMERS IN ^{190,192,194}Pt

A. I. Levon, I. B. Kovgar, Yu. V. Nosenko, V. A. Onischuk, A. A. Schevchuk

Integral perturbed angular distribution method in an external magnetic field has been used to measure the g-factors of isomers in the ^{190,192,194}Pt, populated in the (α, 2n)-reaction. The results are as follows: ¹⁹⁰Pt, g(12⁺) = -0,17(12), g(10⁻) = -0,0016(36), g(7) = +0,62(9); ¹⁹²Pt, g(12⁺) = -0,18(9), g(10⁻) = -0,0012(10), g(7) = 0,48(12); ¹⁹⁴Pt, g(12⁺, new

assignment) = 0,17(7), $g(7^-) = +0,26(8)$. The 12^+ states have the rotational-aligned ($\nu i_{13/2}^{-2}$) structure. The missing rotation-aligned ($\nu i_{13/2}^{-2}$) 12^+ state is suggested to be isomeric in ^{194}Pt (instead of the 10^+ state) and to which the $g = -0,17(6)$ value has to be attributed. From the g-factors of the 10^- states in ^{190}Pt and ^{192}Pt , which have the configuration $\nu 9/2^- [505] \otimes \nu 11/2^+ [615]$, the anomalous g_1 -factor for neutrons has been derived as $\delta g_1 = -0,028(6)$. Positive values of g-factors of the 7^- isomers confirm the prediction of the non-axial rotor + 2 quasiparticles model about the change of the intrinsic structure from mainly ($\nu i_{13/2}, \nu j$) to mainly ($\pi h_{11/2}, \pi j$) in transition from Hg to Pt nuclei.

Поступила в редакцию 04.07.06,
после доработки – 29.09.06.