

В. Т. Купряшкин, Б. В. Остапенко

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

0⁺-УРОВНИ И E0-ПЕРЕХОДЫ В ¹⁹⁴Pt

На магнитном спектрометре высокого разрешения $\pi\sqrt{2}$ исследован конверсионный спектр K- и L-линий E0-переходов. Установлены интенсивности E0-переходов (по отношению к наиболее интенсивному переходу 328 кэВ) 1479 кэВ, $I_k = 2,00(5)$; 1547 кэВ, $I_k = 6,1(5) \cdot 10^{-2}$; 2085 кэВ, $I_k = 1,10(5) \cdot 10^{-1}$. Впервые проведены измерения L-пику E0-перехода в районе энергий более 1 МэВ и установлено соотношение $L_1 / L_2 = 26(7)$ для перехода 1479 кэВ. На основе полученных результатов рассчитаны значения параметров q^2 и X для переходов: 1479 кэВ $q^2 = 11,5(9)$, $X_{1479} = 0,44(6)$; 1547 кэВ $q^2 = 0,47(6)$, $X_{1547} = 0,020(4)$; 2085 кэВ $q^2 = 61(2)$, $X_{2085} = 5,6(3)$. Проведено сравнение с существующими теоретическими моделями.

Ключевые слова: β -спектрометр, конверсионные спектры, 0⁺-уровни, E0-переходы, ¹⁹⁴Pt.

Введение

Ядро ¹⁹⁴Pt принадлежит к переходной области от деформированных редкоземельных ядер к сферическим ядрам в окрестности ²⁰⁸Pb. В радиоактивном распаде схема уровней ¹⁹⁴Pt может быть исследована при электронном захвате и позитронном распаде ¹⁹⁴Au ($T_{1/2} = 38,2$ ч) или при β^- -распаде ¹⁹⁴Ir ($T_{1/2} = 19,2$ ч), а также в реакциях с заряженными частицами. При распаде ¹⁹⁴Au проявляется большее число возбужденных уровней ¹⁹⁴Pt, чем при распаде ¹⁹⁴Ir, так как энергия распада больше. Поскольку спин ¹⁹⁴Au 1⁻, то с заметной вероятностью могут возбуждаться уровни ¹⁹⁴Pt 2⁻, 1⁻, 0⁺, 1⁺, 2⁺, 3⁺. Значение энергии электронного захвата на основное состояние $Q_\epsilon = 2509(15)$ кэВ. Это значение ограничивает возможность расположения жестких переходов в схеме распада. Исследованию схемы уровней ¹⁹⁴Pt посвящено большое количество как теоретических, так и экспериментальных работ (более 100).

Наиболее значительные исследования конверсионного спектра в распаде ¹⁹⁴Au было выполнено в работе [1] на магнитном спектрометре $\pi\sqrt{2}$ с разрешением по импульсу 0,13 - 0,2 %, а затем нами в работах [2, 3] также на магнитном β -спектрометре $\pi\sqrt{2}$ в отделе ядерной спектроскопии ИЯИ НАН Украины, но со значительно лучшим рабочим разрешением 0,030 - 0,040 % (наилучшее разрешение спектрометра $\pi\sqrt{2}$, достигнутое нами при ограниченной апертуре, составляло 0,016 % по импульсу H ν с источником ¹⁸²Re). Других работ с лучшим разрешением конверсионного спектра ¹⁹⁴Pt до настоящего времени не наблюдалось.

Что касается исследования γ -спектров распадов ¹⁹⁴Au и ¹⁹⁴Ir, то с развитием техники полупроводниковых детекторов, внедрением HPGe-детекторов и техники $\gamma\gamma$ -совпадений был достигнут значительный прогресс в построении схем

распада ядер в этой области. Одной из наиболее значительных работ по исследованию схемы уровней ¹⁹⁴Pt в последнее время следует отметить работу [4], в которой на HPGe-спектрометре с высоким разрешением в длительных измерениях было проведено исследование распада ¹⁹⁴Au, что позволило с высокой точностью определить энергии и интенсивности переходов в схеме распада ¹⁹⁴Pt, обнаружить более 40 новых слабых переходов, а также отвергнуть существование ряда переходов, ранее обнаруженных в других работах. Были уточнены значения ветвления β -распада и обнаружено два новых уровня.

Однако во многом эти данные по распаду ¹⁹⁴Au до настоящего времени ограничены отсутствием новых данных из измерений спектров конверсионных электронов, которые могли бы дать более точные значения мультипольностей переходов, спинов и четностей уровней, по причине трудоемкости получения таких данных. Поэтому лучшие данные по исследованию конверсионного спектра в распаде ¹⁹⁴Au во многом остались на уровне результатов работ [1 - 3].

В этой работе на основе данных наших измерений и данных полученных в последнее время в других работах, мы обсудим 0⁺-уровни ¹⁹⁴Pt, E0-переходы, и другие переходы, связанные с этими уровнями.

Приготовление источников и конструкция спектрометра

Источники ¹⁹⁴Au были получены облучением на циклотроне ИЯИ НАН Украины платины дейтронами с энергией 13,6 МэВ по реакции ¹⁹⁴Pt(d, 2n)¹⁹⁴Au. Для получения источников использовались металлические пластины платины толщиной 0,1 мм с естественным содержанием изотопов платины и платина в виде порошка, обогащенная изотопом платины ¹⁹⁴Pt до 90,6 %.

© В. Т. Купряшкин, Б. В. Остапенко, 2017

При использовании платиновой пластины в виде мишени она припаивалась на серебро к медному пробнику, охлаждаемому водой. При этом можно было получать достаточно большие активности, так как мишень при охлаждении водой с внутренней стороны не горела даже при токах дейтронов свыше 100 мкА. Такие источники использовались для исследования малоинтенсивных линий в жесткой части конверсионного спектра. В мягкой части конверсионного спектра такие источники обладали существенным недостатком – все конверсионные линии находились на большом фоне, обусловленным β-спектром. При использовании мишени, обогащенной изотопом ¹⁹⁴Pt, фон уменьшался в несколько десятков раз, однако источники, полученные из такой мишени, были всегда слабее, чем источники, полученные при использовании металлической платиновой мишени. После облучения проводилось выделение радиоактивного золота без носителя и радиоактивный источник ¹⁹⁴Au осаждался электролизом на платиновую проволочку диаметром 1 мм. Для исключения попадания активности на обратную сторону источника она покрывалась клеем, предварительно высушивалась, затем с передней части проволочки клей удалялся и на нее осаждался электролизом радиоактивный источник ¹⁹⁴Au. Размеры источников были 0,1 × 20 мм².

Для поиска наилучшего разрешения использовался механизм юстировки положения источника, который предусматривал смену источника без нарушения вакуума в камере спектрометра, передвижение источника в радиальном направлении ±10 мм, в аксиальном направлении ±10 мм, а также поворот источника ±7° вокруг его центра. Положение источника при перемещении в радиальном и аксиальном направлениях воспроизводится с точностью ±0,05 мм, а при повороте ±0,3°.

Для подсчета импульсов использовалась счетчиковая камера, которая включала в себя два специально изготовленных самодельных счетчика Гейгера - Мюллера, которые изнутри были покрыты золотом, они были разнесены на расстояние 170 мм и работали в схеме совпадений. Первый счетчик расположен вертикально и имеет два окна – входное 2 × 25 мм² и выходное 12 × 25 мм². Второй счетчик расположен горизонтально и имеет одно окно размером 36 × 82 мм². Для лучшей работы входные отверстия счетчиков Гейгера - Мюллера покрывались коллодиевой пленкой с напыленным на ее поверхность тонким слоем алюминия. Собственный фон спектрометра в режиме совпадений составлял 1 - 2 имп./ч.

Для юстировки установки источника и приемной щели счетчиковой камеры использовалась телескопическая система, которая была смонтирована на базе трех стандартных теодолитов, переделанных с учетом тех требований, которые предъявлялись к точности установки источника и приемной щели. С помощью такой системы их положение фиксировалось с точностью ±0,05 мм.

Поскольку в измерениях использовался железный спектрометр, то было известно, что исходное состояние железа оказывает существенное влияние на распределение магнитного поля в зазоре магнита. Постоянство исходного состояния магнитного поля спектрометра можно обеспечить размагничиванием, при котором локальные неоднородности железа магнита спектрометра существенно уменьшаются. Сконструированная система автоматического размагничивания спектрометра обеспечивала размагничивание по свертывающейся петле гистерезиса. Такое размагничивание можно обеспечить, если питать магнит постоянным током, полярность которого изменяется каждые полпериода, а величина тока после каждого цикла спадает по экспоненциальному закону, что и было реализовано при создании автоматической системы размагничивания.

После проведения всех настроек железного β-спектрометра основное значение в получении наилучшего разрешения играет толщина слоя радиоактивного источника, он должен быть тонким после осаждения активности на платиновую проволочку. На тонких источниках рабочее разрешение составляло 0,024 % по Нр. Такое разрешение было примерно в 5 раз лучше, чем при более раннем исследовании конверсионного спектра из распада ¹⁹⁴Au в работе [1], что позволило нам существенно уточнить схему уровней ¹⁹⁴Pt и обнаружить ряд новых переходов.

Исследования конверсионного спектра

Исследования конверсионного спектра ¹⁹⁴Pt были выполнены на железном β-спектрометре типа $\pi\sqrt{2}$ ($r_0 = 500$ мм) ИЯИ НАН Украины. Рабочее разрешение β-спектрометра в широком диапазоне конверсионного спектра составляло 0,03 - 0,04 % по импульсу Нр.

В конверсионном спектре нами были исследованы и определены интенсивности К-линий E0-переходов 1479, 1547 и 2085 кэВ, которые составляют $I_{K1479} = 2,00(5)$, $I_{K1547} = 6,1(5) \cdot 10^{-2}$, $I_{K2085} = 1,10(5) \cdot 10^{-1}$ [2]. Благодаря высокому разрешению нашего спектрометра в конверсионном спектре удалось отдельно наблюдать L-пики E0-перехода 1479 кэВ.

В конверсионном спектре нами впервые

обнаружен переход с энергией 140 кэВ, $I_{K140} = 6,0(10)$ [2], который позже был найден нами и в γ -спектре $I_{\gamma140} = 0,095(10)$ [5] и который, в последней компиляции данных [6], нашел свое место в распаде 0^+ -состояния 2356 кэВ.

С целью проверки теоретических представлений о природе E0-переходов в ^{194}Pt нами были измерены интенсивности конверсионных линий на L_1 - и L_2 -подоболочках атома E0-перехода 1479 кэВ. Исследование L_3 -линии не имело смысла, так как ее интенсивность в 10^6 раз меньше, чем интенсивность L_2 -линии. Кроме

того, линия замаскирована в спектре другими линиями. Участок спектра с линиями E0-перехода 1479 кэВ показан на рис. 1, б. В эксперименте получено соотношение $L_1 / L_2 = 26 \pm 7$, что согласуется в пределах ошибок с теоретическими расчетами $L_1 / L_2 = 21-22$, которое мы получили из графика работы [7]. Для иллюстрации разрешающих возможностей нашего спектрометра $\pi\sqrt{2}$ на рис. 1, а приведен участок конверсионного спектра с L_1 -, L_2 -, L_3 -линиями перехода 1469 кэВ с одним из лучших наших рабочих разрешений 0,024 % по Нр.

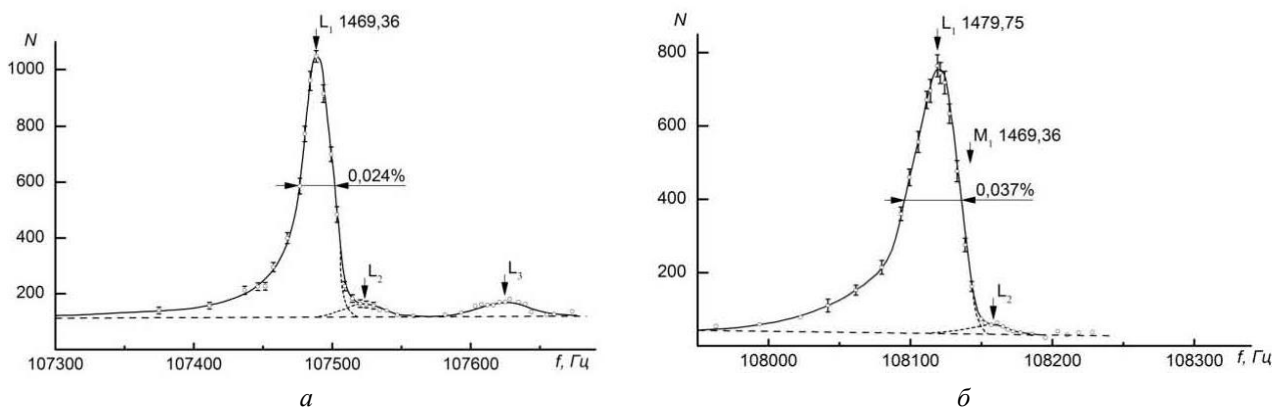


Рис. 1. Участки спектра с L-пиками: а – E1-переход 1469 кэВ, N – число импульсов за 30 мин; б – E0-переход 1479 кэВ, N – число импульсов за 100 с.

Линия M_1 1469 кэВ налагается на линию L_1 1479 кэВ и, как видно из рис. 1 б, приводит к ее уширению, хотя ее интенсивность в 25 раз меньше интенсивности L_1 1479 кэВ. Большая разница в значениях отношения L_1 / L_2 для E0-переходов и для тех же отношений E2- и M_1 -переходов, с которыми часто конкурирует E0-переход, может быть использована для определения E0-примеси. Следует отметить, что исследования конверсионных L-линий в области таких высоких энергий были выполнены впервые.

Для выяснения свойств 0^+ -состояний нами также проводился поиск K-линии 354,9 кэВ ($1622, 2^+ \rightarrow 1267, 0^+$). Переход не обнаружен, верхний предел интенсивности перехода $I_K < 0,1$.

Монопольные состояния $0^+ ^{194}\text{Pt}$

Как ранее упоминалось, ^{194}Pt принадлежит к области переходных ядер от деформированных ядер редкоземельной области к сферическим. Положение и характер распада низкоэнергетических уровней ^{194}Pt качественно можно объяснить вибрационной моделью. Переходы, которые по вибрационной модели запрещены, наблюдаются сильно заторможенными.

Монопольные состояния, где спин и четность $\Gamma^\pi = 0^+$, и E0-переходы в атомных ядрах изучались во многих теоретических и эксперимен-

тальных работах. Структура 0^+ состояний сложная и обусловлена различными формами ядерного взаимодействия, которые участвуют в их формировании. Было обнаружено, что в ядерных реакциях при возбуждении близких по энергии 0^+ уровней они не возбуждаются в одной и той же реакции, что указывало на разную природу этих состояний. Наибольшую информацию, помимо ядерных реакций, о них дает радиоактивный распад.

По своим свойствам ядра можно разделить на несколько больших групп: легкие, магические, с заполненными оболочками, сферические, деформированные и переходные. К последним относится ядро ^{194}Pt . В каждой группе возбужденных состояний четных изотопов платины монопольные переходы качественно подобны, но при переходе от одной группы к другой они изменяются (энергии возбуждения, их вероятности и т.д.), при этом меняются и модельные представления при описании таких переходов. В образовании E0-переходов основную роль играет кулоновское взаимодействие нуклонов ядра с электронами атомной оболочки. Другие взаимодействия, как электромагнитные, так и другого типа, играют незначительную роль. Законом сохранения углового момента строго запрещены однофотонные E0-переходы. Сама вероятность

E0-перехода состоит из вероятностей электронной, парной конверсии и двухфотонного перехода, но значение последнего мало (на уровне 10⁻⁴). Парная конверсия является пороговым процессом и включается при энергиях более 1022 кэВ. Монопольные переходы легко отличить по отсутствию в γ -спектре линий с энергиями, соответствующими энергиям конверсионных переходов с учетом их энергии связи. Таким методом было идентифицировано большинство известных в настоящее время E0-переходов.

Теория монопольных электрических переходов была развита Черчем и Венезером [7]. Для характеристики E0-переходов ими была введена величина ρ – матричный элемент E0-перехода, его иногда называют «силовым параметром», который определяется соотношением

$$\rho^2 = \frac{W(E0)}{\Omega},$$

где $W(E0)$ – абсолютная вероятность E0-перехода, а Ω – приведенная вероятность E0-перехода, известная функция атомного номера. Значение Ω можно найти в графической форме в работах [7 - 9] для различных энергий переходов и различных Z . Спин и четность начального и конечного состояний должны быть одинаковыми. Чтобы вычислить абсолютную величину ρ , нужно измерить прямым или косвенным методом время жизни начального состояния 0⁺, что сделано лишь в ограниченном числе случаев.

Расмуссен [10] для характеристики E0-переходов ввел безразмерное отношение

$$X(E0/E2) = \frac{e^2 \rho^2 R_0^4}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)},$$

где $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ – приведенная вероятность E2-перехода; $R_0 = 1,2 A^{1/3}$ Фм – радиус ядра; e – заряд электрона.

Эквивалентное экспериментальное значение X с К-конверсионными электронами выражается удобной для расчета формулой [8]

$$X(E0/E2) = 2,53 \frac{\alpha_k(E2)}{\Omega} A^{4/3} E_\gamma^5 10^9 q_K^2,$$

$$q_K^2 = \frac{I_K(E0; 0_i^+ \rightarrow 0_1^+)}{I_K(E2; 0_i^+ \rightarrow 2_1^+)},$$

где E_γ – энергия перехода 0⁺ → 2⁺, МэВ; $\alpha_k(E2)$ – теоретическое значение коэффициента внутренней конверсии (КВК) для E2-перехода. В переходах между ядерными состояниями с одинаковыми спинами и четностями ($I_i = I_f \neq 0$), кроме излучений M1 и E2, возможен вклад электрического монопольного перехода E0, который обнаруживается в процессе конверсии. В этом случае имеет место соотношение [11]

$$\alpha_k = \frac{\delta^2 \alpha_k(M1) + (1 + q^2) \alpha_k(E2)}{1 + \delta^2},$$

где α_k – экспериментальное значение КВК, $\delta^2 = \frac{I_\gamma(M1)}{I_\gamma(E2)}$, $\alpha_k(M1)$ и $\alpha_k(E2)$ – теоретические значения КВК для M1- и E2-переходов соответственно.

В распаде ¹⁹⁴Au наблюдается 7 уровней ¹⁹⁴Pt со спином 0⁺. Схема распада E0-состояний ¹⁹⁴Pt представлена на рис. 2. Энергии, спины и четности уровней приводятся по данным их оценки в последней компиляции данных [6].

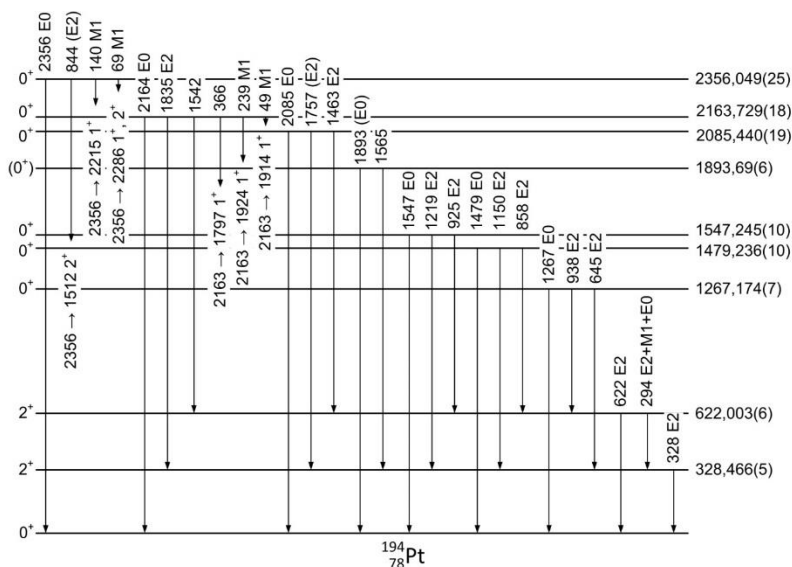


Рис. 2. Схема распада 0⁺-состояний в ¹⁹⁴Pt, основанная на последней компиляции данных для A = 194 [6]. На схеме в низкоэнергетической области приведены только состояния 328 кэВ, 2⁺ и 622 кэВ, 2⁺, на которые распадается основное количество E0-переходов. Для остальных переходов, разряжающих 0⁺-уровни в другие состояния, значения энергии приведены в средней части рисунка.

Уровень 1267 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au и ^{194}Ir , а также в реакциях с заряженными частицами. Разряжается тремя переходами 1267, 938 и 645 кэВ в состояние 0^+ , первое возбужденное состояние 2_1^+ и второе возбужденное состояние 2_2^+ .

Уровень 1479 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au и ^{194}Ir , а также в (p, t) реакциях с заряженными частицами. Разряжается тремя переходами 1479, 1150 и 858 кэВ в состояния 0^+ , 2_1^+ и 2_2^+ .

Уровень 1547 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au и ^{194}Ir , а также в реакциях с заряженными частицами. Разряжается тремя переходами 1547, 1219 и 925 кэВ в состояния 0^+ , 2_1^+ и 2_2^+ .

Уровень 1893 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au и ^{194}Ir , а также в (p, t) и (p, d) реакциях с заряженными частицами. Разряжается двумя переходами 1893, 1565 кэВ в состояния 0^+ и 2_1^+ . Е0-переход 1893 кэВ наблюдался в распаде ^{194}Au только в работе [1].

Уровень 2085 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au и ^{194}Ir , а также в реакциях с заряженными частицами. Разряжается тремя переходами 2085, 1757 и 1463 кэВ в состояния 0^+ , 2_1^+ и 2_2^+ .

Уровень 2163 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au , а также в реакциях с заряженными частицами. Разряжается шестью переходами 2163, 1835 и 1542 кэВ в состояния 0^+ , 2_1^+ и 2_2^+ , а также переходами в другие состояния (см. рис. 2).

Уровень 2356 кэВ, 0^+ . Наблюдался в распаде ^{194}Au , а также в реакциях с заряженными частицами. Разряжается четырьмя переходами: 2357 кэВ в основное состояние 0^+ и тремя переходами 844,

140 и 69 кэВ в другие состояния (см. рис. 2). Наблюдается некоторое несогласование при подгонке энергий переходов.

Возникновение 0^+ -состояний может быть объяснено различными феноменологическими и микроскопическими моделями. Теория Бора - Моттельсона [12] предсказывает появление одного низколежащего состояния 0^+ , которое связано сильными E2- и E0-переходами с уровнями ротационной полосы основного состояния. Теория Давыдова и др. [13] предсказывает появление двух 0_β^+ - и 0_γ^+ -состояний. Одно 0^+ -состояние предсказывается теорией Кумара и Баранже [14]. E0-переходы отличны от нуля только в том случае, когда переход сопровождается изменением поверхности ядра и, следовательно, при вычислении вероятности таких переходов нельзя пользоваться адиабатическим приближением. По этой же причине значение теоретической вероятности E0-перехода существенно зависит от модели ядра. В микроскопических моделях 0^+ -возбуждения обычно рассматриваются как внутренние возбуждения системы нуклонов. Предполагается, что нуклоны движутся в статическом аксиально-симметричном поле и взаимодействуют между собой посредством различного типа остаточных сил (парные, квадрупольные, спин-квадрупольные и т.д.).

Результаты работы, основанные на наших измерениях, совместно с данными других работ для ^{194}Pt , представлены в табл. 1, где приведены энергии уровней, значения q^2 , X для E0-переходов и проводится сравнение с теорией Кумара и Баранже.

Таблица 1. Значения энергии уровней [6], q^2 , X для E0-переходов и отношения приведенных вероятностей E2-переходов на первое и второе возбужденные состояния 2^+ с уровней 0^+ в ^{194}Pt

$E_{\text{пер.}}$, кэВ	q^2	X^6	X (теория Кумара и Баранже) [14]	$\frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_1^+)}$
1267,174	$0,337 \pm 0,023$	$0,0085 \pm 0,005$	0,014	13,6
1479,236 ^a	$11,5 \pm 0,09$	$0,44 \pm 0,06$	–	–
1547,245 ^a	$0,47 \pm 0,06$	$0,020 \pm 0,004$	–	1,2
1893,69	$7,7 \pm 2,8^b$	–	–	–
2085,440 ^a	61 ± 2	$5,6 \pm 0,3$	–	55
2163,729	$15,9 \pm 1,3$	$1,5 \pm 0,3$	–	–
2356,049	> 7	$> 1,2$	–	–

^a Наши измерения.

⁶ При вычислении значения X использовались значения Ω , полученные из работы [9].

^b Значение получено на основе данных [1, 11].

В табл. 2 приведены значения q^2 , X для переходов, разряжающих 2^+ -уровни ^{194}Pt по результа-

там работ [1 - 3] и проводятся возможные сравнения с теорией Кумара и Баранже [14].

Таблица 2. Значения q^2 , X для E0-переходов, разряжающих 2⁺-уровни ¹⁹⁴Pt

Е _{пер.} , кэВ	q^2	X^*	Теория Кумара и Баранже [14]	Уровни, между которыми происходят переходы
889,7	$0,80 \pm 0,52$	$0,022 \pm 0,015$	0,008	1512 кэВ 2 ₃ ⁺ → 622 кэВ 2 ₂ ⁺
1000,2	$0,62 \pm 0,34$	$0,024 \pm 0,012$	0,008	1622 кэВ 2 ₄ ⁺ → 622 кэВ 2 ₂ ⁺
1183,4	$0,41 \pm 0,16$	$0,022 \pm 0,009$	∞	1512 кэВ 2 ₃ ⁺ → 328 кэВ 2 ₁ ⁺
1293,7	$3,7 \pm 1,5$	$0,24 \pm 0,09$	∞	1622 кэВ 2 ₄ ⁺ → 328 кэВ 2 ₁ ⁺
1983,3	13 ± 4	$2,1 \pm 0,7$	–	2312 кэВ 2 ⁺ → 328 кэВ 2 ₁ ⁺

* При вычислении значения X использовались значения Ω , полученные из работы [9].

Если говорить о значениях q^2 и X , полученных как в наших, так и других работах, то они несколько противоречивы как в теории, так и в эксперименте, хотя в последнее время, с развитием компьютерной техники и техники γ -спектроскопии, заметно их сближение. По нашему мнению, наиболее перспективное направление повышения точности измерений лежит в развитии техники конверсионных измерений. На сегодня, хотя и заметен некоторый прогресс в использовании новых кристаллов и улучшении разрешения полупроводниковых спектрометров, их разрешение остается еще далеким от разрешения конверсионных линий, полученных на магнитных спектрометрах. Анализ значений q^2 и X был проведен в ряде работ. Следует отметить авторов работы [15], которые провели анализ существующих E0-переходов по всей периодической таблице элементов и вычислили ряд новых значений $X(E0/E2)$ на основе имеющихся экспериментальных и новых теоретических расчетов значений КВК, парной конверсии и значений Ω .

Поскольку теорией Кумара и Баранже третий уровень 2⁺ предсказывается при энергии 1630 кэВ выше основного состояния, то сравнение с теорией проводилось для уровней 1512 кэВ, 2₃⁺ и 1622 кэВ, 2₄⁺. Приведенная вероятность для E2-перехода 2₃⁺ → 2₁⁺ равна 0, поэтому $X = \infty$, что плохо согласуется с вычисленными из эксперимента значениями X в обоих случаях. Однако эти значения получены в предположении E0 + E2 смеси для переходов 1183 и 1293 кэВ. Если предположить состав смеси E0 + M1, то противоречия с моделью не будет. Значения X для переходов с рассматриваемых уровней во второе возбужденное состояние 2₂⁺ близки между собой и примерно в 7 раз больше, чем теоретическое значение X по модели Кумара и Баранже. Предсказываемое данной моделью значение $X = 0,014$ для уровня 1267 кэВ, 0⁺ удовлетворительно согласуется с экспериментальным значением $0,008 \pm 0,002$. Теория Давыдова и Чабана для неаксиальных ядер [13] предсказыва-

ет в этом случае значение $X = 5,4 \cdot 10^{-2}$, что примерно в 7 раз больше полученного экспериментального значения. Следует отметить, что значения энергий, предсказываемые этими моделями для первого возбужденного 0⁺-состояния (1616 кэВ теорией Давыдова и Чабана и 1101 кэВ теорией Кумара и Баранже), существенно отличаются от наблюдаемого экспериментального значения 1267 кэВ, 0⁺.

Как видно из табл. 1, значения X для первых трех уровней < 1, для остальных четырех уровней ≥ 1 (для уровня 2356 кэВ переход 0⁺ → 2⁺ не наблюдался, нижний предел X вычислен исходя из верхнего предела возможной интенсивности этого перехода). В таблице приведены также для

сравнения отношения $\frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_1^+)}$. Пустые

графы соответствуют случаям, когда переход 0⁺ → 2₂⁺ не наблюдался, т.е. малым значениям этой величины. Видно, что никакой корреляции между значениями X и $\frac{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_2^+)}{B(E2, 0^+ \rightarrow 2_1^+)}$ не

наблюдается. Махером и др. [16] были изучены (p, t)-реакции в переходной области W - Pt. В ¹⁹⁴Pt наблюдалось 0⁺-состояние при энергии 1551 кэВ, поперечное сечение которого составляло 5 % от сечения возбуждения основного состояния. Два 0⁺-состояния 1267 и 1479 кэВ, расположенные ниже по энергии, в спектре не наблюдались (их поперечное сечение составляет < 0,5 % от силы возбуждения основного состояния). Поэтому можно предположить, что первые два состояния связаны с возбуждением протонной оболочки, в то время как третье состояние 1547 кэВ, 0⁺ связано с возбуждением нейтронной оболочки. Остальные четыре состояния расположены выше энергетической щели и, возможно, связаны с парными вибрациями.

Наконец отметим, что переход γ 1983 кэВ по данным работы [1] имеет большой КВК. Этому переходу авторы приписали мультипольность E2 + M1 + E0. Нами проведено исследование K1983 кэВ, которое показало, что эта линия оди-

ночная и объяснить большое значение КВК присутствием близких по энергиям E2-, M1- или E0-переходов невозможно. Полученное в нашей работе значение $\alpha_K = (15,0 \pm 2,7) \cdot 10^{-3}$ можно объяснить только наличием сильной E0-компоненты в переходе 1983 кэВ. Вычисленное значение $X = 2,1 \pm 0,7$ для перехода 1983 кэВ (2312 кэВ, $2^+ \rightarrow 328$ кэВ, 2^+) больше, чем для рассмотренных ранее переходов 1183 и 1293 кэВ, а также встречающихся аналогичных переходов в области редкоземельных элементов [8].

Заклучение

Изучение 0^+ -состояний и E0-переходов в различных областях радиоактивных ядер до сих пор вызывает большой интерес исследователей и является важным для понимания структуры атомных ядер. Как видно из полученных данных и проведенного обсуждения, экспериментальные результаты и теория согласуются только в отдельных случаях, что требует дальнейшего проведения экспериментальных и теоретических исследований в этой области.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Backstrom G., Bergman O., Bergman J. et al.* The decay ^{194}Au // Nucl. Phys. - 1960. - Vol. 15. - P. 566 - 608; *Bergman O., Backstrom G.* Multipolarities of transitions in the decay of ^{194}Au to ^{194}Pt // Nucl. Phys. 1964. - Vol. 55. - P. 529 - 558.
2. *Ageev V.A., Gavrilyuk V.I., Kupryashkin V.T. et al.* Conversion-Electron Spectrum of ^{194}Au // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. - 1970. - Vol. 34. - P. 1618 - 1626; Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. - 1971. - Vol. 34. - P. 436.
3. *Vishnevskii I.N., Gavrilyuk V.I., Kupryashkin V.T. et al.* Decay of ^{194}Au // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. - 1971. - Vol. 35. - P. 2213 - 2231; Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. - 1972. - Vol. 35. - P. 2009.
4. *Dorsett S.F., Krane K.S.* The decay of ^{194}Au to levels in ^{194}Pt // Applied Radiation and Isotopes. - 2015. - Vol. 103. - P. 135 - 142.
5. *Вывов Ц., Ключников А.А., Купряшкин В.Т. и др.* О спектре ^{194}Au // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1977. - Т. 41. - С. 64 - 65.
6. *Singh B.* Nuclear Data Sheets for $A = 194$. - 2006. - Vol. 107. - P. 1531 - 1746.
7. *Church E.L., Weneser J.* Electric-Monopole Transitions in Atomic Nuclei // Phys. Rev. - 1956. - Vol. 103. - P. 1035.
8. *Davidson J.P.* Electric Monopole Transitions and Beta Bands in Even Nuclei // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 86. - P. 561 - 573.
9. *Listengarten M.A., Band I.M.* Effect of Screening on the Probability of E0-Conversion on the K and L Shells at Low Energies // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. - 1959. - Vol. 23. - P. 235; Columbia Tech. Transl. - 1960. - Vol. 23. - P. 225.
10. *Rasmussen J.O.* Theory of E0 transitions of spheroidal nuclei // Nucl. Phys. - 1960. - Vol. 19. - P. 85.
11. *Church E., Rose M.E., Weneser J.* Electric-Monopole Directional-Correlation Experiments // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 109. - P. 1299.
12. *Бор О., Моттельсон Б.* Структура атомного ядра / Пер. с англ. Т. 1. - Москва, 1971.
13. *Davydov A.S., Chaban A.A.* Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 20. - P. 499 - 508.
14. *Kumar K., Baranger M.* Nuclear deformations in the pairing-plus-quadrupole model: (V). Energy levels and electromagnetic moments of the W, Os and Pt nuclei // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A122. - P. 273.
15. *Kibedi T., Spear R.H.* Electric monopole transitions between 0^+ states for nuclei throughout the periodic table // At. Data Nucl. Data Tables. - 2005. - Vol. 89. - P. 77.
16. *Maher J.V., Erskine J.R., Friedman A.M. et al.* Population of 0^+ States in Actinide and $A = 190$ Nuclides by the (p, t) Reaction // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 1380.

В. Т. Купряшкін, Б. В. Остапенко

Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ

0^+ -РІВНІ ТА E0-ПЕРЕХОДИ В ^{194}Pt

На магнітному спектрометрі високої роздільної здатності $\pi\sqrt{2}$ досліджено конверсійний спектр K- і L-ліній E0-переходів в ^{194}Pt . Установлено інтенсивності E0-переходів (по відношенню до найбільш інтенсивного переходу 328 кеВ) 1479 кеВ, $I_k = 2,00(5)$; 1547 кеВ, $I_k = 6,1(5) \cdot 10^{-2}$; 2085 кеВ, $I_k = 1,10(5) \cdot 10^{-1}$. Уперше проведено вимірювання L-піків E0-переходу в районі енергій більше 1 МеВ і встановлено співвідношення $L_1 / L_2 = 26(7)$ для переходу 1479 кеВ. На основі одержаних результатів розраховано значення q^2 і X для переходів: 1479 кеВ $q^2 = 11,5(9)$, $X_{1479} = 0,44(6)$; 1547 кеВ $q^2 = 0,47(6)$, $X_{1547} = 0,020(4)$; 2085 кеВ $q^2 = 61(2)$, $X_{2086} = 5,6(3)$. Проведено порівняння з існуючими ядерними моделями.

Ключові слова: β -спектрометри, конверсійні спектри, 0^+ -рівні, E0-переходи, ^{194}Pt .

V. T. Kupryashkin, B. V. Ostapenko

*Institute for Nuclear Research, National Academy of Sciences of Ukraine, Kyiv***0⁺-LEVELS AND E0-TRANSITIONS IN ¹⁹⁴Pt**

Conversion spectrum of the K- and L-lines of E0-transitions was studied with high-resolution magnetic spectrometer $\pi\sqrt{2}$. The intensity of the E0-transitions (in relation to the most intense transition of 328 keV) is 1479 keV, $I_k = 2.00(5)$; 1547 keV, $I_k = 6.1(5) \cdot 10^{-2}$; 2085 keV, $I_k = 1.10(5) \cdot 10^{-1}$. For the first time, measurements of the L-peaks of the E0-transition in the region of more than 1 MeV have been made and the relation $L_1 / L_2 = 26(7)$ for 1479 keV has been established. Based on the measurements, the values of q^2 and X were calculated for: 1479 keV $q^2 = 11.5(9)$, $X_{1479} = 0.44(6)$; 1547 keV $q^2 = 0.47(6)$, $X_{1547} = 0.020(4)$; 2085 keV $q^2 = 61(2)$, $X_{2085} = 5.6(3)$. Comparison was made with existing nuclear models.

Keywords: β -spectrometers, conversion spectra, 0⁺-levels, E0 - transitions, ¹⁹⁴Pt.

REFERENCES

1. Backstorm G., Bergman O., Bergman J. et al. The decay ¹⁹⁴Au // Nucl. Phys. - 1960. - Vol. 15. - P. 566 - 608; Bergman O., Backstorm G. Multipolarities of transitions in the decay of ¹⁹⁴Au to ¹⁹⁴Pt // Nucl. Phys. 1964. - Vol. 55. - P. 529 - 558.
2. Ageev V.A., Gavrilyuk V.I., Kupryashkin V.T. et al. Conversion-Electron Spectrum of ¹⁹⁴Au // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. - 1970. - Vol. 34. - P. 1618 - 1626; Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. - 1971. - Vol. 34. - P. 436.
3. Vishnevskii I.N., Gavrilyuk V.I., Kupryashkin V.T. et al. Decay of ¹⁹⁴Au // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. - 1971. - Vol. 35. - P. 2213 - 2231; Bull. Acad. Sci. USSR. Phys. Ser. - 1972. - Vol. 35. - P. 2009.
4. Dorsett S.F., Krane K.S. The decay of ¹⁹⁴Au to levels in ¹⁹⁴Pt // Applied Radiation and Isotopes. - 2015. - Vol. 103. - P. 135 - 142.
5. Vylvov Ts., Klyuchnikov A.A., Kupryashkin V.T. et al. // Izvestiya AN SSSR. Seriya Fizicheskaya. - 1977. - Vol. 41. - P. 64 - 65. (Rus)
6. Singh B. Nuclear Data Sheets for A = 194. - 2006. - Vol. 107. - P. 1531 - 1746.
7. Church E.L., Weneser J. Electric-Monopole Transitions in Atomic Nuclei // Phys. Rev. - 1956. - Vol. 103. - P. 1035.
8. Davidson J.P. Electric Monopole Transitions and Beta Bands in Even Nuclei // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 86. - P. 561 - 573.
9. Listengarten M.A., Band I.M. Effect of Screening on the Probability of E0-Conversion on the K and L Shells at Low Energies // Izv. Akad. Nauk SSSR. Ser. Fiz. - 1959. - Vol. 23. - P. 235; Columbia Tech. Transl. - 1960. - Vol. 23. - P. 225.
10. Rasmussen J.O. Theory of E0 transitions of spheroidal nuclei // Nucl. Phys. - 1960. - Vol. 19. - P. 85.
11. Church E., Rose M.E., Weneser J. Electric-Monopole Directional-Correlation Experiments // Phys. Rev. - 1958. - Vol. 109. - P. 1299.
12. Bor O., Mottelson B. The structure of the atomic nucleus / Translation from English. Vol. 1. - Moskva, 1971. (Rus)
13. Davydov A.S., Chaban A.A. Rotation-vibration interaction in non-axial even nuclei // Nucl. Phys. - 1966. - Vol. 20. - P. 499 - 508.
14. Kumar K., Baranger M. Nuclear deformations in the pairing-plus-quadrupole model: (V). Energy levels and electromagnetic moments of the W, Os and Pt nuclei // Nucl. Phys. - 1968. - Vol. A122. - P. 273.
15. Kibedi T., Spear R.H. Electric monopole transitions between 0⁺ states for nuclei throughout the periodic table // At. Data Nucl. Data Tables. - 2005. - Vol. 89. - P. 77.
16. Maher J.V., Erskine J.R., Friedman A.M. et al. Population of 0⁺ States in Actinide and A = 190 Nuclides by the (p, t) Reaction // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 1380.

Надійшла 11.04.2017
Received 11.04.2017