

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНАМИ ^{180m}Ta

© 2011 И. Н. Вишневский, В. А. Желтоножский, А. Н. Саврасов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Впервые измерены сечения возбуждения ^{180m}Ta путем бесфотонной аннигиляции позитронов. Получены эффективные сечения $\sigma_{эф}(\sup{180m}Ta) = (4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ и $\sigma_{эф}(\sup{180m}Ta) = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ при граничной энергии позитронов 3,9 и 1,0 МэВ соответственно. Рассчитаны по эффективным сечениям дифференциальные $\sigma_{бесф}$, величина которых отличается от существующих теоретических расчетов. Проведено сравнение зависимости интегральных сечений бесфотонной аннигиляции и (γ γ')-реакции с тормозными γ -квантами от энергии и показана корреляция экспериментальных данных.

Ключевые слова: бесфотонная аннигиляция, изомерные состояния, активационная методика, γ -спектроскопия.

При аннигиляции позитронов со связанными атомными электронами присутствует определенная вероятность передачи всей энергии аннигиляции ядру, при этом происходит процесс бесфотонной аннигиляции. Изучению этого явления посвящен ряд работ, обзор теоретических и экспериментальных исследований можно найти в [1]. В последние годы проводились, в основном, теоретические разработки [2, 3], поскольку до сих пор сохраняется значительное расхождение между экспериментальными и теоретическими значениями сечений процесса.

Наиболее надежно экспериментальные данные были получены при возбуждении ¹¹⁵In позитронами из радиоактивного распада ⁶⁴Cu с граничной энергией $E_{\beta^+} = 650 \text{ кэВ}$ [1]. Структура низколежащих состояний ¹¹⁵In такова, что заселение изомера ¹¹⁵In при таких значениях энергии позитронов может идти только через возбуждение состояния с энергией 1078 кэВ ($5/2^+$). Спин и четность основного состояния ¹¹⁵In - $9/2^+$, т. е. возбуждение происходит E2-переходом, а при аннигиляции позитронов γ -излучение имеет в основном E1-мультипольность. Это значительно усложняет теоретические расчеты, поэтому представляет определенный интерес получить экспериментальные данные о бесфотонной аннигиляции через E1-канал.

Одним из таких кандидатов для исследований является ¹⁸⁰Ta. Это ядро существует благодаря низколежащему изомерному состоянию с энергией 75 кэВ, в то время как основное состояние нестабильное с ($T_{1/2} = 8,1 \text{ ч}$) (рис. 1). К тому же ^{180m}Ta является самым редким квазистабильным изотопом среди существующих в природе, поскольку его относительное содержание составляет только 0,012 %. Исследование возбуждения ^{180m}Ta в (γ γ')-реакциях с тормозными γ -квантами показало, что в области энергии 1,1 - 2,0 МэВ имеются активационные уровни которые могут

возбуждаться при бесфотонной аннигиляции [4] (см. рис. 1).

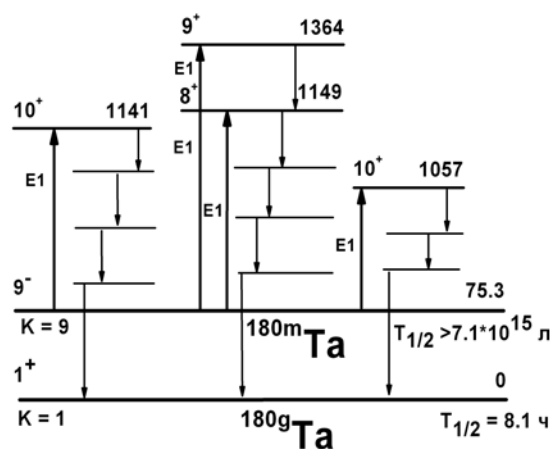


Рис. 1. Активационные уровни (в кэВ), через которые может происходить распад изомерного состояния ¹⁸⁰Ta на основное.

Для исследования бесфотонной аннигиляции необходимы пучки позитронов разных значений энергии и большая плотность потоков. Методически для таких экспериментов доступны радиоактивные ядра, распадающиеся β^+ -распадом [1]. Однако радиоактивные ядра с большой граничной энергией позитронов имеют малые периоды полураспада, поэтому использовать традиционную методику [1] для изучения бесфотонной аннигиляции невозможно.

Нами в данной работе разработана методика проведения экспериментов на пучке ускорителя, которая основана на наработке короткоживущих ядер-источников позитронов с $E_{гр} = 3,9 \text{ МэВ}$ и одновременном облучении позитронами мишеней. С помощью новой методики для позитронов с $E_{гр} = 3,9 \text{ МэВ}$, а также с использованием традиционной методики для позитронов с $E_{гр} = 1,0 \text{ МэВ}$ проведено исследование возбуждения ^{180m}Ta при бесфотонной аннигиляции.

Результаты исследования распада ^{180g}Ta при возбуждении ^{180m}Ta позитронами

Для измерения сечения возбуждения ядер при бесфотонной аннигиляции использовались позитроны из распада $^{29}\text{P}(T_{1/2}) = 4,1 \text{ с}$, и $Q_{\text{EC}} = 4,943 \text{ МэВ}$ (рис. 2). Активность ^{29}P нарабатывалась в реакции $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$ на мишени кремния природного изотопного состава ($^{28}\text{Si} - 92,2 \%$; $^{29}\text{Si} - 4,7 \%$; $^{30}\text{Si} - 3,1 \%$). Как видно из рис. 2. 98,3 % наработанных ядер ^{29}P распадаются на основной уровень ^{29}Si , излучая при этом позитроны с $E_{\beta^+} = Q_{\text{EC}} - 2m_0c^2 = 3,9 \text{ МэВ}$.

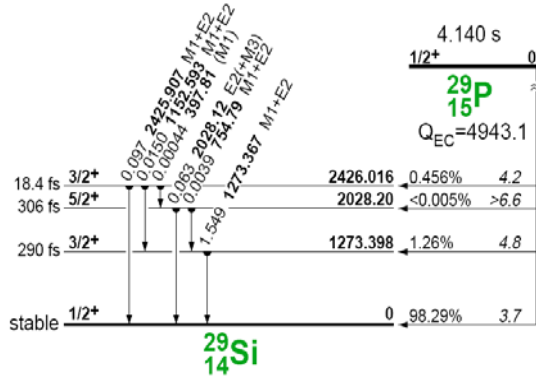


Рис. 2. Схема распада ^{29}P , возбуждающегося в реакции $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$.

Для облучения использовалась сборка, состоящая из пластин кремния, тантала, свинца, тантала (рис. 3) (отсчет мишеней слева направо). Важной задачей являлось отделение возбуждения ^{180m}Ta , вызванное бесфотонной аннигиляцией, от его возможного возбуждения в реакциях (γ, γ') , (n, n') и (e^+, e^+) . Для этого были проведены следующие мероприятия. Первая мишень – кремний – являлась источником позитронов. Выбор реакции $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$ был обусловлен как ее высоким сечением, что способствовало созданию высоких потоков позитронов, так и минимальным выходом высокоэнергетических γ -квантов, которые сопровождают β^+ -распад и могли бы возбуждать в (γ, γ') -реакции ^{180m}Ta . Для облучения использовались две мишени тантала: вторая (далее – основная) и четвертая (далее – фоновая). Энергия протонов была 4 МэВ, т.е. ниже энергетического порога (p, n) -реакций на изотопах кремния, но все же на конструкционных материалах ускорителя образовывалось незначительное количество нейтронов за счет реакции (γ, n) на вторичных γ -квантах после (p, γ) -реакции. Однако возбуждение ^{180m}Ta в реакции (n, n') должно быть для обеих мишеней тантала одинаковым в представленной геометрии.

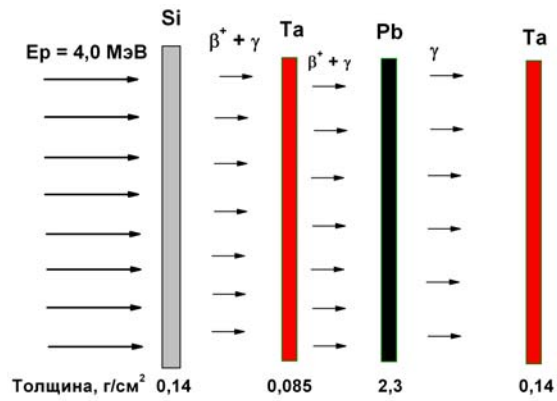


Рис. 3. Структура сборки, которая использовалась при облучении.

Толщины мишеней кремния и свинца (третья мишень) составляли 0,6 и 2 мм соответственно, чтобы протоны не попадали на тантал, а в свинце полностью гасились позитроны. Пробег протонов с энергией 4 МэВ в кремнии составляет 0,04 г/см², а позитронов с граничной энергией 3,9 МэВ в свинце – 1,85 г/см² [5]. При этом высокоэнергетические γ -кванты, образующиеся в реакции (p, γ) , и аннигиляционные γ -кванты будут одними и теми же для обеих мишеней тантала. Данная конструкция обеспечивает возбуждение позитронами и γ -квантами ^{180m}Ta только в основной мишени, а фоновая мишень облучалась лишь потоком γ -квантов (см. рис. 3).

Облучение сборки проводилось в серии экспериментов, каждый продолжительностью до 8 ч током 1 мкА. На протяжении всего времени облучения контроль потока β^+ -частиц осуществлялся NaJ(Tl)-спектрометром по аннигиляционной линии. NaJ(Tl)-детектор размещался на расстоянии 6 м от места облучения с целью уменьшения перегрузки спектрометрического тракта. Характерный спектр приведен на рис. 4. А в начале и конце экспозиции на протяжении 5 - 10 мин измерялся спектр γ -лучей на Ge-спектрометре, который размещался вместо NaJ(Tl)-спектрометра. Это проводилось с целью дополнительной проверки интенсивности γ -линии с энергией 511 кэВ. Характерный спектр для Ge-детектора приведен на рис. 5.

В $(p, p'\gamma)$ -реакции на ^{28}Si наблюдался сильный γ -переход с энергией 1778 кэВ. Он нами также использовался для контроля потока позитронов с помощью соотношения площадей п

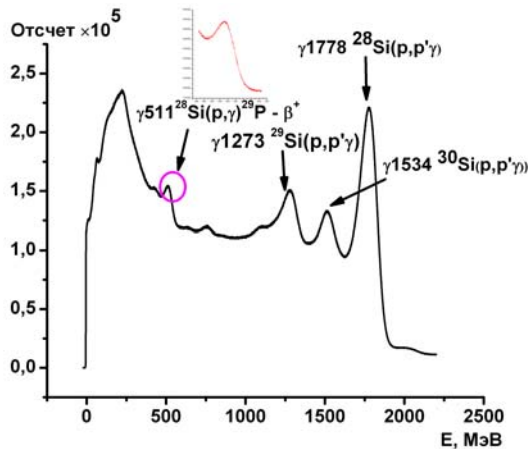


Рис. 4. Спектр γ -излучения на пучке для используемой сборки, измеренный с помощью NaI(Tl)-спектрометра.

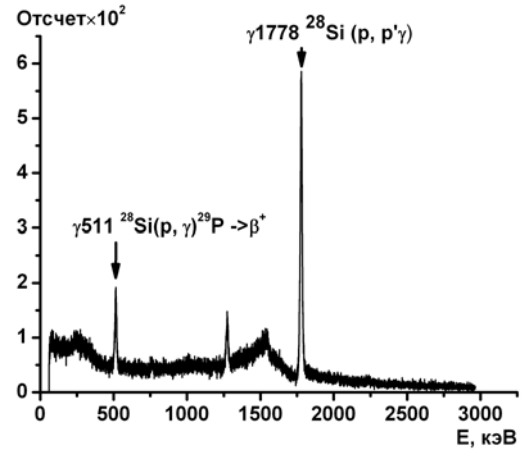


Рис. 5. Спектр γ -излучения на пучке для используемой сборки, измеренный с помощью Ge-спектрометра.

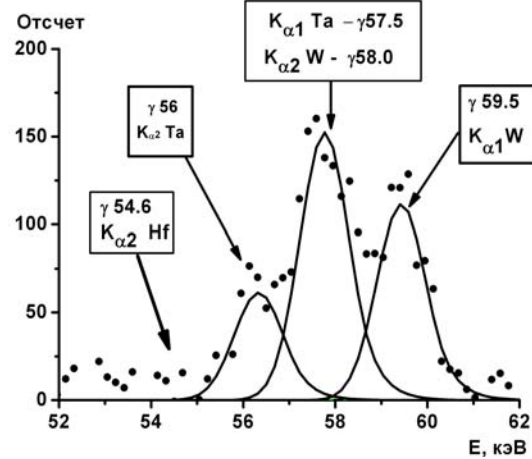
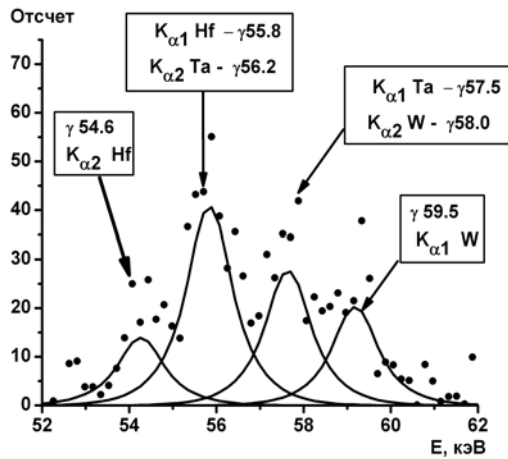


Рис. 6. Фрагменты спектров облученных образцов тантала – основной (слева) и фоновый (справа), измеренные на антикомптоновском спектрометре.

Характерные фрагменты спектров мишеней тантала приведены на рис. 6. Распад ^{180g}Ta определяется с помощью рентгеновской $K_{\alpha 2}$ линии Hf с энергией 54,6 кэВ, которая сопровождается электронным захватом ^{180g}Ta (рис. 7). Во всех измеренных γ -спектрах основной мишени тантала наблюдался переход с энергией 54,6 кэВ и отсутствовал в γ -спектрах фоновой мишени тантала (см. рис. 6).

В спектрах наблюдаются также рентгеновские $K_{\alpha 2}$ и $K_{\alpha 1}$ -линии Ta (56,2 и 57,5 кэВ) соответственно, которые возникают за счет фотовозбуждения мишени, а также рентгеновские $K_{\alpha 2}$ и $K_{\alpha 1}$ -линии W с энергией 58,0 и 59,5 кэВ соответственно. K_{α} -излучение W обусловлено внутренней конверсией γ -лучей после β^- -распада ядер ^{182}Ta с периодом полураспада 114 сут. Ядра ^{182}Ta нарабатывались в реакции $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$ за счет нейтронов из (γ, n) -реакции, так как в экспериментах использовался естественный тантал (^{181}Ta – 99,988 %).

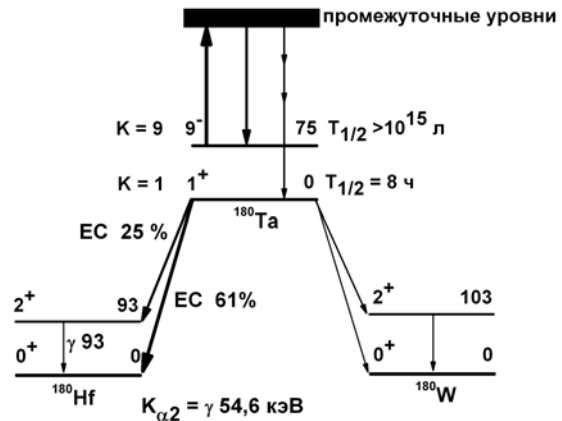


Рис. 7. Фрагмент схемы возбужденных уровней и распада основного состояния ^{180g}Ta .

Обработка γ -спектров проводилась с помощью программы Winspectrum [6]. Эта программа позволяет записывать спектры через заданные интервалы времени.

Для определения эффективности регистрации $\gamma 511$ кэВ использовался калибровочный источник ^{44}Tl ($T_{1/2} = 49$ лет). С этой целью, после эксперимента, без пучка, была повторена геометрия проведения облучения, собиралась та же сборка, только ^{44}Tl размещался на место мишени кремния (см. рис. 3). Набирался γ -спектр для определения интенсивности пика $\gamma 511$ кэВ, который возникает после аннигиляции позитронов в тантале. Эти позитроны сопровождают β^+ -распад ядер ^{44}Sc с ($T_{1/2} = 4$ ч), которые находятся в равновесии с распадом ядер ^{44}Tl . Зная паспортную активность ^{44}Tl и интенсивность пика $\gamma 511$ кэВ, мы рассчитали эффективность регистрации $\gamma 511$ кэВ для заданной геометрии эксперимента.

После обработки интегральных γ -спектров, измеренных NaI(Tl)- и Ge-детекторами, во время экспериментов нами была определена площадь пика с энергией $\gamma 511$ кэВ. Используя эти данные, а также значение эффективности $\gamma 511$ для данной геометрии, была определена плотность потока позитронов на основной мишени тантала $\phi = 5,4 \cdot 10^7 / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Для оценки роли реакции $^{180m}\text{Ta}(e^+, e^+)^{180g}\text{Ta}$ были проведены исследования возбуждения мишени из тантала электронами с энергией 3,5, 3 и 2,5 МэВ [7]. Из этих данных при приблизительно одинаковых массах мишеней тантала и значениях энергии электронов, как и в нашем эксперименте с позитронами, были получены выходы активности ^{180g}Ta , соизмеримые с активностью, нарабатанной в реакции с позитронами, но плотность потока электронов была $\phi = 6 \cdot 10^{10} / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Более детально эксперименты с (e, e') -реакцией описаны в работе [7]. Из этих данных, поскольку плотность потока позитронов в нашем эксперименте на три порядка ниже плотности потока электронов, мы можем сделать вывод о том, что за счет (e^+, e^+) -реакции вклад в активность ^{180g}Ta не превышает 0,1 %.

В наших условиях мы имеем широкое распределение позитронов по энергии, которое формируется β^+ -источником и условиями прохождения пучка позитронов через мишень. Исходя из этого, непосредственно с эксперимента можно определить только эффективное сечение бесфотонной аннигиляции $\sigma_{\text{эф}}$. Оно определяется следующим образом [1]:

$$\sigma_{\text{эф}} = \frac{N(\lambda_2 - \lambda_1)e^{\lambda_2 t_3}}{N_a f \phi (1 - e^{-\lambda_2 t_2})(e^{-\lambda_1 t_1} - e^{-\lambda_2 t_1})}, \quad (1)$$

где λ_1 и λ_2 , (с^{-1}) – постоянные распада источника позитронов и основного состояния ^{180g}Ta соответственно; t_1 , t_2 и t_3 , (с) – время облучения, измерения и задержки между концом облучения и

началом измерения соответственно; N_a – полное число ядер-мишеней в толщине слоя, равной длине свободного пробега позитрона с максимальной энергией; f – эффективность регистрации спектрометра; ϕ , ($\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$ – плотность потока позитронов в начале облучения.

Определение числа отсчетов N зависит от используемой экспериментальной методики. При регистрации γ -квантов из изомерного состояния $N = N_\gamma(1 + \alpha)$, где N_γ – число отсчетов γ -квантов из изомерного состояния, α – полный коэффициент внутренней конверсии. При регистрации рентгеновского излучения, как в нашем случае, $N = N_p(1 + \alpha)/\omega_k \alpha_k$, где N_p – число отсчетов характеристического излучения, α_k – коэффициент внутренней конверсии на K -оболочке; ω_k – выход флуоресценции на K -оболочке.

Эффективность регистрации γ -квантов распада ε была определена с помощью стандартных калибровочных источников $^{152,154}\text{Eu}$ и ^{133}Ba . Величины λ_1 , λ_2 , α_k , α , ω_k были взяты из [8]. Из эксперимента определялись t_1 , t_2 , t_3 , ϕ , N_a и N_p .

С учетом полученных данных и фоновых измерений по формуле (1) [1] $\sigma_{\text{эф}} = (4 \pm 1) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ при $E_{\text{тр}} = 3,9$ МэВ.

Нами проведено также измерение возбуждения ^{180m}Ta при облучении мишени из естественного тантала позитронами из распада ^{45}Tl с граничной энергией 1,0 МэВ. Образец ^{45}Tl с $T_{1/2} = 3,1$ ч был получен в реакции (p, n) на ^{45}Sc (моноизотоп) на ускорителе У-120 ИЯИ НАН Украины.

В измерениях использовалась традиционная методика [1]. В этой методике нужно было учесть возможное возбуждение ^{180m}Ta за счет реакций (γ, γ') и (e^+, e^+) . Для учета первого канала использовались также две мишени тантала, а учет второго канала проводился по методу, описанному в предыдущем разделе. Вклад в активность ^{180g}Ta за счет (e^+, e^+) -реакции не превысил 0,2 %. В отдельной лаборатории собиралась сборка, аналогичная изображенной на рис. 3, только вместо первой мишени кремния ставилась активность ^{45}Tl . Через 6 ч облучения сборка разбиралась, основная и фоновая мишени тантала измерялись на антикомптоновском спектрометре. С целью определения плотности потока позитронов γ -спектр мишени ^{45}Tl был измерен через 2 сут после облучения образцов тантала, после снижения активности ^{45}Tl до измеряемого уровня. Была определена интенсивность γ -линии 1408 кэВ (рис. 8), которая сопровождает β^+ -распад ядер ^{45}Tl и ее выход равен 0,085 %, а выход $\gamma 511$ кэВ – 100 %. Эффективность регистрации

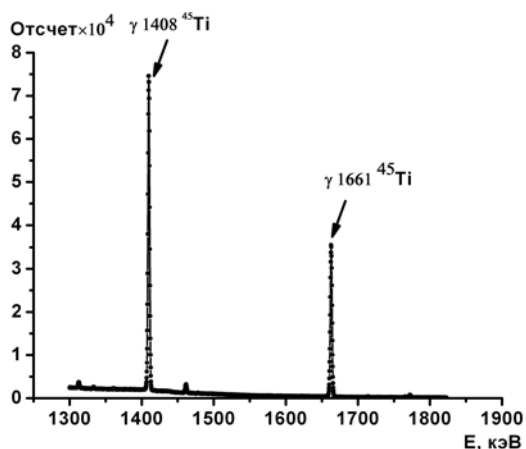
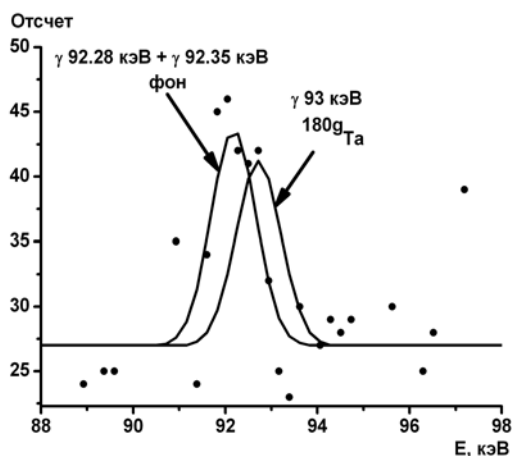
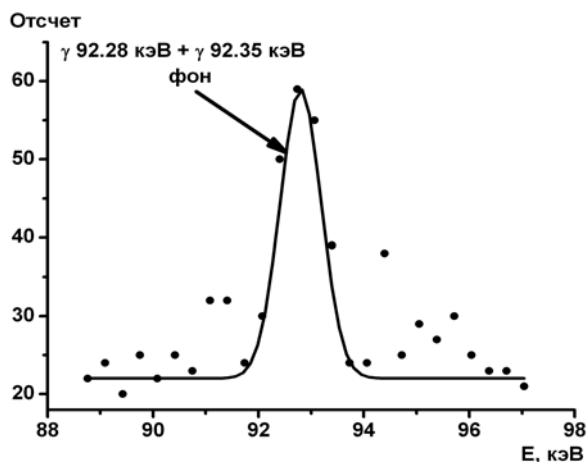


Рис. 8. Фрагмент γ -спектра ^{45}Ti .



a



б

Рис. 9. Фрагменты γ -спектров основной (*a*) и фоновый (*б*) мишеней тантала.

Рентгеновская $K_{\alpha 2}$ -линия Hf с энергией 54,6 кэВ, по которой определялся распад $^{180\text{g}}\text{Ta}$ в эксперименте при граничной энергии позитронов 3,9 МэВ, в данном случае была значительно ослаблена вследствие самопоглощения в облученной мишени тантала, в то же время $\gamma 93$ кэВ ослабилась значительно меньше. В γ -спектрах в этой области всегда присутствуют фоновые переходы с энергией 92,28 и 92,35 кэВ. Однако разрешение нашего спектрометра позволило надежно разделить эти переходы от линии $\gamma 93$ кэВ (см. рис. 9, *a*) по энергии. Из полученных экспериментальных значений t_1 , t_2 , t_3 , ϕ , N_a и N_γ и параметров λ_1 , λ_2 , α , взятых из [8] согласно формуле (1), эффективное сечение бесфотонной аннигиляции составило $\sigma_{\text{эф}} = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ при $E_{\text{тр}} = 1,0$ МэВ.

Обсуждение результатов

Для сравнения с теоретическими данными необходимо из $\sigma_{\text{эф}}$ получить интегральные и дифференциальные сечения. Для оценки интегральных сечений необходимо знать, какая часть по-

спектрометра для данной геометрии определялась с помощью калибровочного источника ^{152}Eu ($T_{1/2} = 13$ лет), который имеет сильный переход с энергией 1408,0 кэВ. Используя интенсивность γ -линии 1408,1 кэВ из распада ^{45}Ti , была определена плотность потока позитронов на начало облучения мишеней тантала позитронами из распада ^{45}Ti . Она составила $\phi = 1,3 \cdot 10^9 / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$.

Измеряемая активность $^{180\text{g}}\text{Ta}$ определялась по γ -линии с энергией 93,3 кэВ (рис. 9). В измерениях использовались мишени тантала толщиной 0,25 мм.

зитронного спектра участвует в возбуждении $^{180\text{m}}\text{Ta}$. В реакции участвуют все позитроны с кинетической энергией [1]

$$\epsilon_{\beta^+} > E_i - 2mc^2 + |E_a|, \quad (2)$$

где E_i – энергия i -го возбужденного уровня ядра, кэВ; E_a – энергия связи электрона, с которым аннигилирует позитрон, кэВ; $mc^2 = 511$ кэВ – масса позитрона.

Нижайший уровень E_i $^{180\text{m}}\text{Ta}$, через который может идти возбуждение имеет энергию 1057 кэВ (см. рис. 1). С учетом энергии связи K -электронов в атомах $^{180\text{g}}\text{Ta}$, которая составляет 67 кэВ [8], порог реакции согласно формуле (2) равен 1124 кэВ. Для позитронов из распада ^{29}P , учитывая особенности β^+ -спектра, это уменьшает плотность потока на 2%. Данное уменьшение можно не учитывать, так как в процессе бесфотонной аннигиляции с возбуждением этого уровня будут принимать участие позитроны с кинетической энергией от 102 кэВ и выше по формуле (2). При этом средняя энергия позитронов из

распада ²⁹P составляет 1800 кэВ [9]. В то же время для ⁴⁵Ti уменьшение потока составит 30 %, так как средняя энергия позитронов из распада ⁴⁵Ti 400 кэВ [9]. Таким образом $\sigma_{\text{инт}} = (4,0 \pm \pm 1,0) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$ при $E_{\text{тр}} = 3,9 \text{ МэВ}$ и $\sigma_{\text{инт}} = (2,4 \pm \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ при $E_{\text{тр}} = 1,0 \text{ МэВ}$.

Для расчета $\sigma_{\text{бесф}}$ необходимо определить число позитронов, которые отвечают резонансным условиям. Этим условиям будут удовлетворять все позитроны с кинетической энергией ϵ_{β^+} (2) в пределах ширины $\Gamma_i^* = \Gamma_i + \Gamma_a$, где Γ_a – ширина вакансии на К-оболочке атомов тантала; Γ_i – ширина i-го возбужденного уровня ядра. При энергии возбужденных состояний больше 1 МэВ в тантале $\Gamma_i < 10^{-2} \text{ эВ}$ [4] и ею в данном случае можно пренебречь.

Для определения $\sigma_{\text{бесф}}$ необходимо также знать структуру уровней хотя бы до 2 МэВ. Предположим, что при аннигиляции позитронов возбуждается N^* уровней ядра-мишени и пусть σ_i – сечение возбуждения i-го уровня. Тогда $\sigma_{\text{эф}}$ связано с σ_i соотношением [1]

$$\sigma_{\text{эф}} = \sum_{i=1}^{N^*} n_i \sigma_i \Gamma_{mi} / \Gamma_i, \quad (3)$$

где n_i – доля позитронов, участвующих в возбуждении i-го уровня; Γ_{mi} – парциальная ширина i-го возбужденного уровня по отношению к распаду на основное состояние, эВ; Γ_i – полная ширина i-го возбужденного уровня ядра, эВ.

Фактор Γ_{mi} / Γ_i обусловлен тем, что в определении $\sigma_{\text{эф}}$ в формуле (1) предполагалось, что возбужденные при аннигиляции ядерные уровни распадаются только на основное состояние. Для определения доли резонансных позитронов n_i кроме ширины Γ_i^* нужно знать спектральное распределение позитронов по толщине мишени. Отчасти здесь можно использовать теоретические расчеты [10] в сочетании с измерениями распределения позитронов из источника на спектрометре. К сожалению, точность определения доли резонансных позитронов при этом невелика, и в настоящее время можно говорить только о качественных оценках величины $\sigma_{\text{бесф}}$. Также усложняет расчеты и то, что вклад в сумму (3) дают несколько возбужденных состояний и необходимы дополнительные предположения о соотношении этих вкладов. Поэтому для позитронов из распада ²⁹P с максимальной энергией возбуждения после аннигиляции 5 МэВ сложно сделать оценку $\sigma_{\text{бесф}}$, так как схема возбужденных уровней ¹⁸⁰Ta в области энергии 4 - 5 МэВ слабо исследована. А для позитронов с $E_{\text{тр}} = 1,0 \text{ МэВ}$ такую оценку провести можно, поскольку схема возбужденных уровней ¹⁸⁰Ta до 2 МэВ в послед-

ние годы была довольно детально изучена [4].

На сегодняшний день выделены три полосы положительной четности, которые могут заселяться из 9-состояния ^{180m}Ta и полностью распадаться на 1⁺ - основное состояние (см. рис. 1). При бесфотонной аннигиляции позитронов с $E_{\text{тр}} = 1,0 \text{ МэВ}$ могут возбуждаться четыре уровня: 1141(10⁺), 1149(8⁺), 1057(10⁺), 1364(9⁺), которые заселяются E1-переходами. Близость квантовых характеристик этих уровней позволяет предположить, что сечения $\sigma_{\text{бесф}}$ для этих уровней и доли резонансных позитронов, участвующие в их возбуждении также близки. Оценим $\sigma_{\text{бесф}}$ для уровня с энергией возбуждения $E = 1057 \text{ кэВ}$, используя формулу (3). Для определения доли резонансных позитронов n_i сначала определим ширину $\Gamma_i^* = \Gamma_i + \Gamma_a \approx \Gamma_a$. Ширина вакансии на К-оболочке атома $\Gamma_a = 38,4 \text{ эВ}$ для тантала [11]. В нашем случае $\Gamma_{mi} / \Gamma_i = 1$. Используя $\sigma_{\text{эф}} = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ и $n_i \approx \Gamma_a / (\epsilon_{\text{макс}} + 2mc^2 - E) \approx 1,0 \cdot 10^{-4}$ находим $\sigma_{\text{бесф}} \approx 1,7 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$ для уровня 1057 кэВ. Учитывая то, что в $\sigma_{\text{эф}}$ вносят вклад все четыре уровня и мы не можем отделить вклад каждого из них, то согласно формуле (3) найдем для одного уровня $\sigma_{\text{бесф}} \approx 4,3 \cdot 10^{-24} \text{ см}^2$. Эта величина значительно превосходит величину сечения, рассчитанную теоретически $\sigma_{\text{теор}} = 5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$ [12]. Таким образом, и в данных экспериментах наблюдается значительное расхождение $\sigma_{\text{эксп}}$ от $\sigma_{\text{теор}}$. Учет доли позитронов по методу, предложенному в [13], позволяет увеличить поток позитронов, участвующих в резонансном возбуждении ^{180m}Ta. При этом оценка сечения, которое мы получаем из эксперимента, будет в $\Delta E / \Gamma_a$ меньше, чем $\sigma_{\text{бесф}}$, где $\Delta E = 1,8 \text{ (кэВ)}$ - энергетическое разрешение детектора при резонансной энергии 1057 кэВ. Внеся эти коррективы, мы получим при $\Delta E / \Gamma_a = 47$ для сечения $\sigma_{\text{бесф}} = 9,1 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$. В этом случае теоретические расчеты значительно приближаются к экспериментальным данным.

Сечения возбуждения ^{180m}Ta γ -квантами и позитронами

Граничная энергия позитронов + 1,022, МэВ	Интегральное сечение, см ² (данная работа)	Граничная энергия тормозных γ -квантов, МэВ	Интегральное сечение, см ² , [14]
2	$(2,4 \pm 0,3) \cdot 10^{-27}$	2	$1 \cdot 10^{-29}$
5	$(4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-25}$	5	$1,6 \cdot 10^{-27}$

Бесфотонную аннигиляцию можно представить как возбуждение виртуальными γ -квантами при одноквантовой аннигиляции. Таким образом имеется аналогия с возбуждением ядер тормоз-

ными γ -квантами. Поэтому зависимость интегральных сечений бесфотонной аннигиляции от энергии можно сравнивать с экспериментальными данными по возбуждению ^{180m}Ta тормозными

γ -квантами. В таблице приведены эти данные. Как видно, наблюдается полная корреляция с ростом энергии как позитронов, так и γ -квантов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А., Коломиец В.М. Ядерное возбуждение при аннигиляции позитронов // Физика элем. частиц. и атом. ядра. - 1988. - Т. 19, № 2. - С. 237 - 274.
2. Ljubičić A., Kerez D. A new look at nuclear excitation in an electron transition // Physics Letters. -1991. - Vol. B272, No. 1. - P. 1 - 4.
3. Ljubičić A., Logan B.A. A new look at nuclear excitation in positron-electron annihilation // Physics Letters. - 1994. - Vol. B325, No. 3. - P. 297 - 299.
4. Wu S.C., Niu H. Nuclear Data Sheets for A = 180 // Nucl. Data Sheets. - 2003. - Vol. 100, No. 4. - P. 483 - 705.
5. Немец О.Ф., Гофман Ю. В. Справочник по ядерной физике. - К.: Наук. думка, 1975. - 414 с.
6. Хоменков В.П. Дослідження атомно-ядерних ефектів в процесі внутрішньої конверсії гамма-променів: Автореф. ... дис. канд. фіз.-мат. наук / ІЯД НАН України. - К., 2003. - 19 с.
7. Вишневецкий И.Н., Желтоножский В.А., Зелинский А.Г. и др. Возбуждение изомеров в (e,e')-рассеянии // Ядерная физика та энергетика. - 2006. - № 17. - С. 20 - 23.
8. Firestone R. B., Shirley V. S., Baglin C. M. et al. 8th edition of the Table of Isotopes CD-ROM. - 1996. Ver. 1.
9. Lederer C.M., Shirley V.S. Table of Isotopes. - N.-Y., 1986. - 1074 p.
10. Бете Г., Ашкин Ю. Прохождение частиц через вещество. - М.: Изд-во иностр. литературы, 1955. - 215 с.
11. Krause M.O., Oliver J.H. Natural widths of atomic K and L levels, K α X ray lines and several KLL Auger lines // J. Phys. Chem. Data. - 2003. - Vol. 8, No. 2. - P. 329 - 400.
12. Гречухин Д.П., Солдатов А.А. Возбуждение ядра при аннигиляции позитрона на К-оболочке тяжелых атомов // Журн. эксп. и теор. физики. - 1978. - Т. 1, № 1. - С. 13 - 22.
13. Федоткин С.Н., Желтоножский В.А. Возбуждение ядер при аннигиляции позитронов с учетом радиационных поправок // Ядерная физика та энергетика. - 2006. - № 17. - С. 39 - 44.
14. Karamian S.A., Collins C.B., Carroll J.J., Adam J. Isomeric to ground state ratio in $^{180}\text{Ta}^m(\gamma,\gamma')^{180}\text{Ta}^{m,g}$ reaction // Phys. Rev. - 1998. - Vol. C57, № 4. - P. 1812 - 1816.

ЗБУДЖЕННЯ ПОЗИТРОНАМИ ^{180m}Ta

І. М. Вишневський, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов

Уперше виміряно перерізи збудження ^{180m}Ta при безфотонній анігіляції позитронів. Отримано ефективні перерізи $\sigma_{\text{ef}}(^{180m}\text{Ta}) = (4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$, і $\sigma_{\text{ef}}(^{180m}\text{Ta}) = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ см}^2$ для граничної енергії позитронів 3,9 і 1,0 МеВ відповідно. Розраховано з ефективних перерізів диференціальні $\sigma_{\text{безф}}$, величина яких відрізняється від існуючих теоретичних розрахунків. Проведено порівняння залежності інтегральних перерізів безфотонної анігіляції і ($\gamma \gamma'$)-реакції з гальмівними γ -квантами від енергії та показано кореляцію експериментальних даних.

Ключові слова: безфотонна анігіляція, ізомерні стани, активаційна методика, γ -спектроскопія.

^{180m}Ta EXCITATION BY POSITRONS

I. M. Vyshnevskiy, V. O. Zheltonozhsky, A. M. Savrasov

For the first time the ^{180m}Ta excitations cross-sections have been measured at the photonless annihilation of the positrons. The effective cross-sections have been obtained: $\sigma_{\text{ef}}(^{180m}\text{Ta}) = (4,0 \pm 1,0) \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$, and $\sigma_{\text{ef}}(^{180m}\text{Ta}) = (1,7 \pm 0,3) \cdot 10^{-27} \text{ cm}^2$ for the end point energies of the positrons about: 3,9 and 1,0 MeV, accordingly. From the effective cross-sections, the differential cross-sections σ_{ph} have been calculated. The value of the differential cross-sections considerably differs from the existing theoretical calculations. The comparison of the integral cross-sections dependence both the photonless annihilation and ($\gamma \gamma'$)-reaction with bremsstrahlung photons from energy was done. The correlation of the experimental data was shown.

Keywords: photonless annihilation, isomeric states, activation method, γ -spectroscopy.

Поступила в редакцию 07.06.10,
после доработки - 15.03.11.