

ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОЗИТРОНАМИ <sup>180m</sup>Ta

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

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

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

**Ключевые слова:** бесфотонная аннигиляция, изомерные состояния, активационная методика,  $\gamma$ -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 <sup>115</sup>In позитронами из радиоактивного распада <sup>64</sup>Cu с граничной энергией  $E_{\beta^+} = 650 \text{ кэВ}$  [1]. Структура низколежащих состояний <sup>115</sup>In такова, что заселение изомера <sup>115</sup>In при таких значениях энергии позитронов может идти только через возбужденные состояния с энергией 1078 кэВ ( $5/2^+$ ). Спин и четность основного состояния <sup>115</sup>In -  $9/2^+$ , т. е. возбуждение происходит E2-переходом, а при аннигиляции позитронов  $\gamma$ -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 <sup>180</sup>Ta. 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 <sup>180m</sup>Ta является самым редким квазистабильным изотопом среди существующих в природе, поскольку его относительное содержание составляет только 0,012 %. Исследование возбуждения <sup>180m</sup>Ta в ( $\gamma$   $\gamma'$ )-реакциях с тормозными  $\gamma$ -квантами показало, что в области энергии 1,1 - 2,0 МэВ имеются активационные уровни которые могут

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

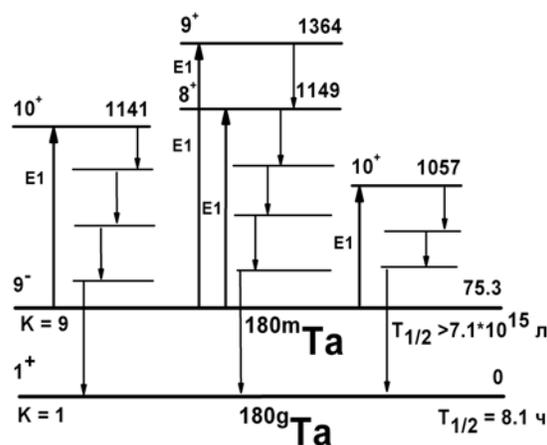


Рис. 1. Активационные уровни (в кэВ), через которые может происходить распад изомерного состояния <sup>180</sup>Ta на основное.

Для исследования бесфотонной аннигиляции необходимы пучки позитронов разных значений энергии и большая плотность потоков. Методически для таких экспериментов доступны радиоактивные ядра, распадающиеся  $\beta^+$ -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  $E_{\text{гр}} = 3,9 \text{ МэВ}$  и одновременном облучении позитронами мишеней. С помощью новой методики для позитронов с  $E_{\text{гр}} = 3,9 \text{ МэВ}$ , а также с использованием традиционной методики для позитронов с  $E_{\text{гр}} = 1,0 \text{ МэВ}$  проведено исследование возбуждения <sup>180m</sup>Ta при бесфотонной аннигиляции.

**Результаты исследования распада  $^{180g}\text{Ta}$  при возбуждении  $^{180m}\text{Ta}$  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  $^{29}\text{P}$  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  $^{29}\text{P}$  распадаются на основной уровень  $^{29}\text{Si}$ , излучая при этом позитроны с  $E_{\beta^+} = Q_{\text{EC}} - 2m_0c^2 = 3,9 \text{ МэВ}$ .

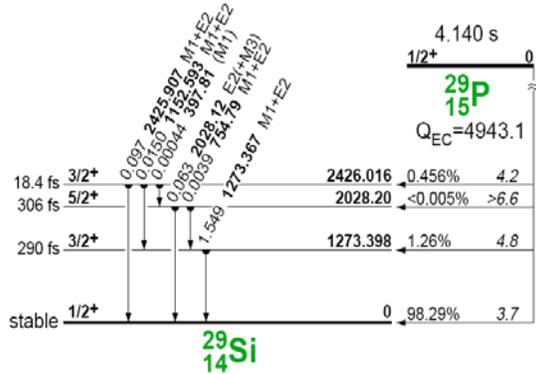


Рис. 2. Схема распада  $^{29}\text{P}$ , возбуждающегося в реакции  $^{28}\text{Si}(p, \gamma)^{29}\text{P}$ .

Для облучения использовалась сборка, состоящая из пластин кремния, тантала, свинца, тантала (рис. 3) (отсчет мишеней слева направо). Важной задачей являлось отделение возбуждения  $^{180m}\text{Ta}$ , вызванное бесфотонной аннигиляцией, от его возможного возбуждения в реакциях  $(\gamma, \gamma')$ ,  $(n, n')$  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  $\gamma$ -квантов, которые сопровождают  $\beta^+$ -распад и могли бы возбуждать в  $(\gamma, \gamma')$ -реакции  $^{180m}\text{Ta}$ . 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  $(\gamma, n)$  на вторичных  $\gamma$ -квантах после  $(p, \gamma)$ -реакции. Однако возбуждение  $^{180m}\text{Ta}$  в реакции  $(n, n')$  должно быть для обеих мишеней тантала одинаковым в представленной геометрии.

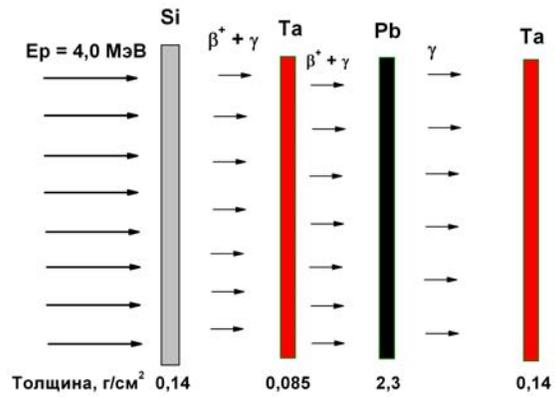


Рис. 3. Структура сборки, которая использовалась при облучении.

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/см<sup>2</sup>, а позитронов с граничной энергией 3,9 МэВ в свинце – 1,85 г/см<sup>2</sup> [5]. При этом высокоэнергетические  $\gamma$ -кванты, образующиеся в реакции  $(p, \gamma)$ , и аннигиляционные  $\gamma$ -кванты будут одними и теми же для обеих мишеней тантала. Данная конструкция обеспечивает возбуждение позитронами и  $\gamma$ -квантами  $^{180m}\text{Ta}$  только в основной мишени, а фоновая мишень облучалась лишь потоком  $\gamma$ -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  $\beta^+$ -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  $\gamma$ -лучей на Ge-спектрометре, который размещался вместо NaJ(Tl)-спектрометра. Это проводилось с целью дополнительной проверки интенсивности  $\gamma$ -линии с энергией 511 кэВ. Характерный спектр для Ge-детектора приведен на рис. 5.

В  $(p, p'\gamma)$ -реакции на  $^{28}\text{Si}$  наблюдался сильный  $\gamma$ -переход с энергией 1778 кэВ. Он нами также использовался для контроля потока позитронов с помощью соотношения площадей пиков  $\gamma 511$  и 1778 кэВ.

После экспозиций, сборка разбиралась и облученные образцы тантала измерялись на антикомптоновском спектрометре с Ge-детектором с эффективностью регистрации  $\gamma$ -лучей 20 % по сравнению с NaJ(Tl)-детектором размером 3' × 3".

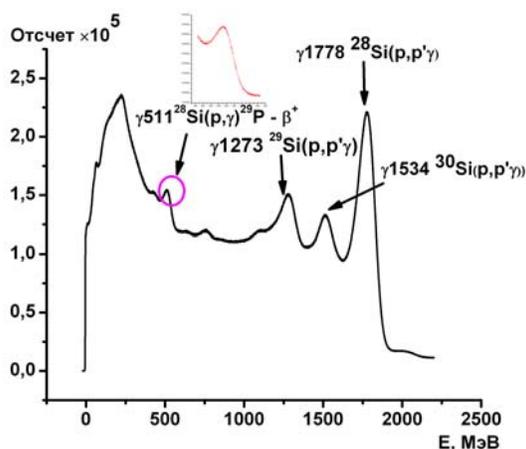


Рис. 4. Спектр  $\gamma$ -излучения на пучке для используемой сборки, измеренный с помощью NaI(Tl)-спектрометра.

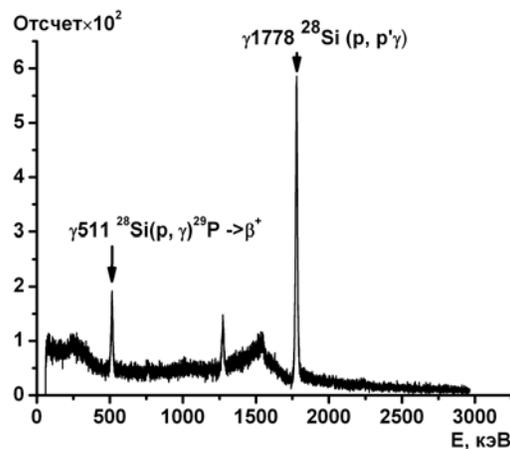


Рис. 5. Спектр  $\gamma$ -излучения на пучке для используемой сборки, измеренный с помощью Ge-спектрометра.

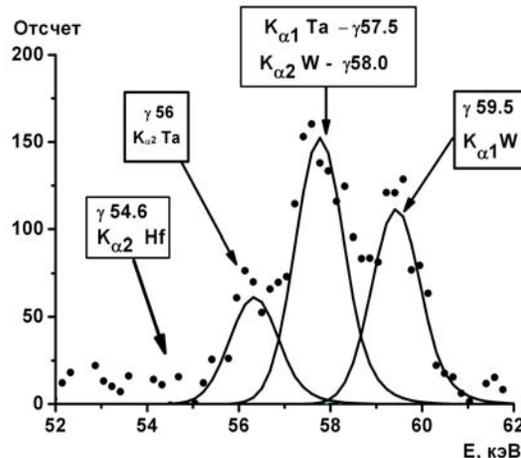
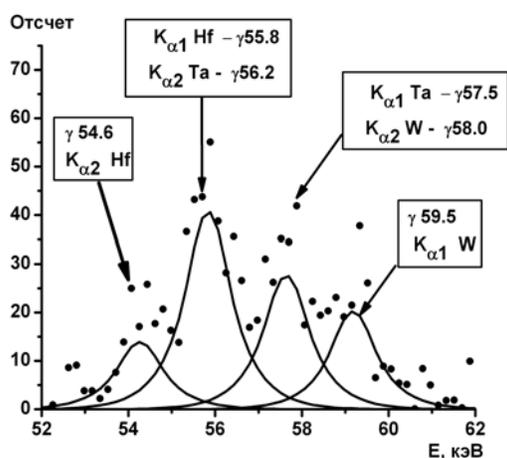


Рис. 6. Фрагменты спектров облученных образцов тантала – основной (слева) и фоновый (справа), измеренные на антикомптоновском спектрометре.

Характерные фрагменты спектров мишеней тантала приведены на рис. 6. Распад  $^{180g}\text{Ta}$  определяется с помощью рентгеновской  $K_{\alpha 2}$  линии Hf с энергией 54,6 кэВ, которая сопровождается электронным захватом  $^{180g}\text{Ta}$  (рис. 7). Во всех измеренных  $\gamma$ -спектрах основной мишени тантала наблюдался переход с энергией 54,6 кэВ и отсутствовал в  $\gamma$ -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.  $K_{\alpha}$ -излучение W обусловлено внутренней конверсией  $\gamma$ -лучей после  $\beta^-$ -распада ядер  $^{182}\text{Ta}$  с периодом полураспада 114 сут. Ядра  $^{182}\text{Ta}$  нарабатывались в реакции  $^{181}\text{Ta}(n, \gamma)^{182}\text{Ta}$  за счет нейтронов из  $(\gamma, n)$ -реакции, так как в экспериментах использовался естественный тантал ( $^{181}\text{Ta}$  – 99,988 %).

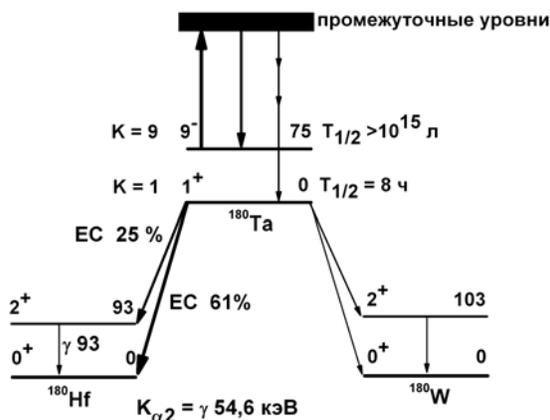


Рис. 7. Фрагмент схемы возбужденных уровней и распада основного состояния  $^{180g}\text{Ta}$ .

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

После обработки интегральных  $\gamma$ -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  $^{180g}\text{Ta}$ , 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  $^{180g}\text{Ta}$  не превышает 0,1 %.

В наших условиях мы имеем широкое распределение позитронов по энергии, которое формируется  $\beta^+$ -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  $\lambda_1$  и  $\lambda_2$ , ( $\text{с}^{-1}$ ) – постоянные распада источника позитронов и основного состояния  $^{180g}\text{Ta}$  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;  $\phi$ , ( $\text{см}^2 \cdot \text{с})^{-1}$  – плотность потока позитронов в начале облучения.

Определение числа отсчетов  $N$  зависит от используемой экспериментальной методики. При регистрации  $\gamma$ -квантов из изомерного состояния  $N = N_\gamma(1 + \alpha)$ , где  $N_\gamma$  – число отсчетов  $\gamma$ -квантов из изомерного состояния,  $\alpha$  – 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,  $\alpha_k$  – коэффициент внутренней конверсии на  $K$ -оболочке;  $\omega_k$  – выход флуоресценции на  $K$ -оболочке.

Эффективность регистрации  $\gamma$ -квантов распада  $\varepsilon$  была определена с помощью стандартных калибровочных источников  $^{152,154}\text{Eu}$  и  $^{133}\text{Ba}$ . Величины  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\alpha_k$ ,  $\alpha$ ,  $\omega_k$  были взяты из [8]. Из эксперимента определялись  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ,  $\phi$ ,  $N_a$  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  $^{180m}\text{Ta}$  при облучении мишени из естественного тантала позитронами из распада  $^{45}\text{Tl}$  с граничной энергией 1,0 МэВ. Образец  $^{45}\text{Tl}$  с  $T_{1/2} = 3,1$  ч был получен в реакции  $(p, n)$  на  $^{45}\text{Sc}$  (моноизотоп) на ускорителе У-120 ИЯИ НАН Украины.

В измерениях использовалась традиционная методика [1]. В этой методике нужно было учесть возможное возбуждение  $^{180m}\text{Ta}$  за счет реакций  $(\gamma, \gamma')$  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  $^{180g}\text{Ta}$  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  $^{45}\text{Tl}$ . Через 6 ч облучения сборка разбиралась, основная и фоновая мишени тантала измерялись на антикомптоновском спектрометре. С целью определения плотности потока позитронов  $\gamma$ -спектр мишени  $^{45}\text{Tl}$  был измерен через 2 сут после облучения образцов тантала, после снижения активности  $^{45}\text{Tl}$  до измеряемого уровня. Была определена интенсивность  $\gamma$ -линии 1408 кэВ (рис. 8), которая сопровождает  $\beta^+$ -распад ядер  $^{45}\text{Tl}$  и ее выход равен 0,085 %, а выход  $\gamma 511$  кэВ – 100 %. Эффективность регистрации

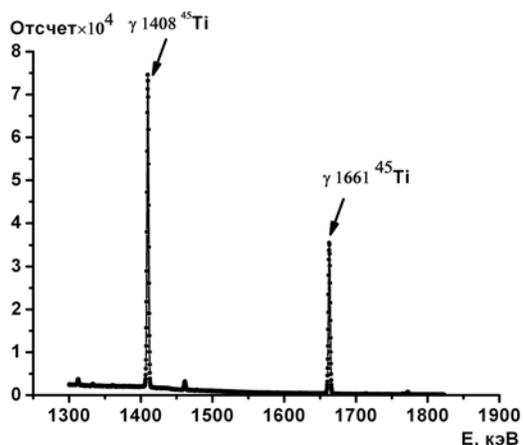
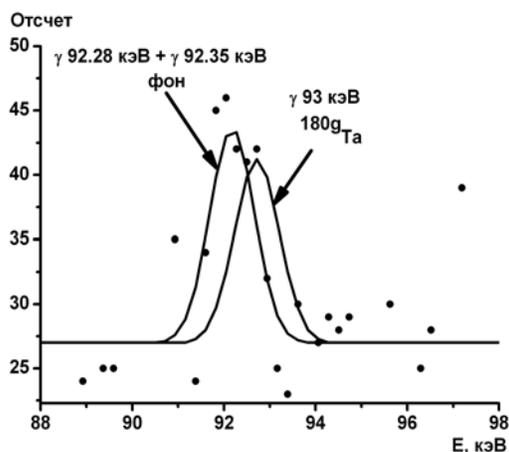
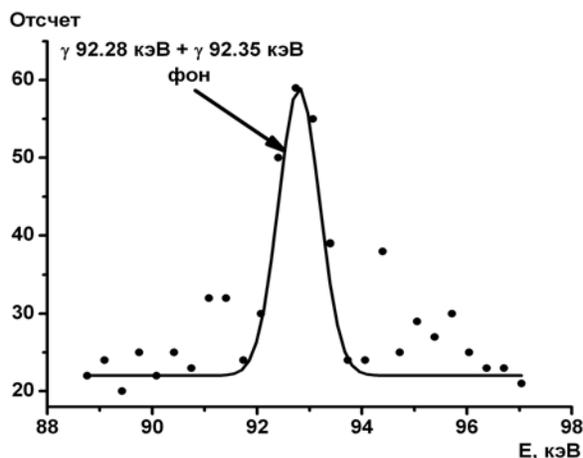


Рис. 8. Фрагмент  $\gamma$ -спектра  $^{45}\text{Ti}$ .



*a*



*б*

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

Рентгеновская  $K_{\alpha 2}$ -линия  $\text{Hf}$  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  $\gamma$ -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  $t_1$ ,  $t_2$ ,  $t_3$ ,  $\phi$ ,  $N_a$  и  $N_\gamma$  и параметров  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$ ,  $\alpha$ , 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  $^{152}\text{Eu}$  ( $T_{1/2} = 13$  лет), который имеет сильный переход с энергией 1408,0 кэВ. Используя интенсивность  $\gamma$ -линии 1408,1 кэВ из распада  $^{45}\text{Ti}$ , была определена плотность потока позитронов на начало облучения мишеней тантала позитронами из распада  $^{45}\text{Ti}$ . Она составила  $\phi = 1,3 \cdot 10^9 / (\text{см}^2 \cdot \text{с})$ .

Измеряемая активность  $^{180\text{g}}\text{Ta}$  определялась по  $\gamma$ -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  $^{29}\text{P}$ , учитывая особенности  $\beta^+$ -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 <sup>29</sup>P составляет 1800 кэВ [9]. В то же время для <sup>45</sup>Ti уменьшение потока составит 30 %, так как средняя энергия позитронов из распада <sup>45</sup>Ti 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  $\epsilon_{\beta^+}$  (2) в пределах ширины  $\Gamma_i^* = \Gamma_i + \Gamma_a$ , где  $\Gamma_a$  – ширина вакансии на К-оболочке атомов тантала;  $\Gamma_i$  – 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  $\sigma_i$  – сечение возбуждения i-го уровня. Тогда  $\sigma_{\text{эф}}$  связано с  $\sigma_i$  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;  $\Gamma_{mi}$  – парциальная ширина i-го возбужденного уровня по отношению к распаду на основное состояние, эВ;  $\Gamma_i$  – полная ширина i-го возбужденного уровня ядра, эВ.

Фактор  $\Gamma_{mi} / \Gamma_i$  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  $\Gamma_i^*$  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 <sup>29</sup>P с максимальной энергией возбуждения после аннигиляции 5 МэВ сложно сделать оценку  $\sigma_{\text{бесф}}$ , так как схема возбужденных уровней <sup>180</sup>Ta 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 <sup>180</sup>Ta 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 <sup>180m</sup>Ta и полностью распадаться на 1<sup>+</sup> - основное состояние (см. рис. 1). При бесфотонной аннигиляции позитронов с  $E_{\text{тр}} = 1,0 \text{ МэВ}$  могут возбуждаться четыре уровня: 1141(10<sup>+</sup>), 1149(8<sup>+</sup>), 1057(10<sup>+</sup>), 1364(9<sup>+</sup>), 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 <sup>180m</sup>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 <sup>180m</sup>Ta  $\gamma$ -квантами и позитронами**

Граничная энергия позитронов + 1,022, МэВ	Интегральное сечение, см <sup>2</sup> (данная работа)	Граничная энергия тормозных $\gamma$ -квантов, МэВ	Интегральное сечение, см <sup>2</sup> , [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  $\gamma$ -квантами при одноквантовой аннигиляции. Таким образом имеется аналогия с возбуждением ядер тормоз-

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

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

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вишнеvский 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. Вишнеvский И.Н., Желтоножский В.А., Зелинский А.Г. и др. Возбуждение изомеров в (e,e')-рассеянии // Ядерна фізика та енергетика. - 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 $\alpha$  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 // Ядерна фізика та енергетика. - 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 $^{180m}\text{Ta}$

**І. М. Вишнеvський, В. О. Желтоножський, А. М. Саврасов**

Уперше виміряно перерізи збудження  $^{180m}\text{Ta}$  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  $\gamma$ -квантами від енергії та показано кореляцію експериментальних даних.

*Ключові слова:* безфотонна анігіляція, ізомерні стани, активаційна методика,  $\gamma$ -спектроскопія.

#### $^{180m}\text{Ta}$ EXCITATION BY POSITRONS

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

For the first time the  $^{180m}\text{Ta}$  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  $\sigma_{\text{ph}}$  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,  $\gamma$ -spectroscopy.

Поступила в редакцию 07.06.10,  
после доработки - 15.03.11.