

**ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕР ПРИ АННИГИЛЯЦИИ ПОЗИТРОНОВ
С УЧЕТОМ РАДИАЦИОННЫХ ПОПРАВОК**

С. Н. Федоткин, В. А. Желтоножский

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Рассмотрен процесс возбуждения ядер при аннигиляции позитронов с электронами атомной оболочки. Проанализирован относительный вклад бесфотонного и неупругого процессов. Предложено новое определение доли позитронов, аннигиляция которых приводит к возбуждению ядра, и, в соответствии с этим, по-новому интерпретируются экспериментальные данные о сечениях процесса при сопоставлении их с теоретическими расчетами.

Введение

Процессы возбуждения ядер при аннигиляции позитронов с электронами атомной оболочки были изучены несколькими экспериментальными группами [1, 2], и оценки сечения этого процесса для разных ядер оказались близкими. Теоретические расчеты сечения аннигиляционного возбуждения ядер, выполненные в разных работах [3 - 10], дали результаты, которые на 4 - 5 порядков меньше экспериментальных значений. В расчетах предполагалось два разных механизма возбуждения ядер: бесфотонное аннигиляционное возбуждение [3 - 4] и неупругое возбуждение ядра [5 - 9]. В бесфотонном процессе в возбуждении ядра участвуют лишь позитроны с полной энергией E_+ в интервале $E_p - \Gamma/2 \leq E_+ \leq E_p + \Gamma/2$, где Γ - ширина К-дырки в атомной оболочке [4], E_p - резонансная энергия позитрона, при которой возбуждается определенный ядерный уровень. В неупругом процессе в возбуждении ядра участвуют все позитроны с энергией $E_+ \geq E_p$, так как избыток энергии уносится тормозным фотоном. Отметим, что в экспериментах [1, 2] в качестве источника позитронов использовались β^+ -активные ядра, поэтому в падающем пучке было широкое распределение $S(E_+)$ позитронов по энергии $mc^2 \leq E_+ \leq E_{max}$, где E_{max} - максимальная энергия позитронов при β^+ -распаде. По этой причине непосредственно из эксперимента определялось эффективное сечение σ_{ef} для всего спектра $S(E_+)$ позитронов [11]. Вследствие этого существенную роль при сопоставлении экспериментальных и теоретических значений сечений играет корректное определение доли всех падающих на мишень позитронов n , которые приводят к возбуждению ядер. Для случая бесфотонного процесса эта величина определяется приближенно как отношение ширины К-дырки Γ в атомной

оболочке ко всему допустимому интервалу энергий позитронов [11]. В настоящей работе по-новому проанализирован относительный вклад бесфотонного и неупругого процессов и в соответствии с этим предложено другое определение доли позитронов n , аннигиляция которых приводит к возбуждению ядер.

Соотношение вкладов бесфотонного и неупругого процессов

Как отмечено выше, экспериментально определялось эффективное сечение σ_{ef} для всего спектра $S(E_+)$ позитронов, которое можно представить в виде

$$\sigma_{ef} = \int_{mc^2}^{E_{max}} dE_+ S(E_+) \sigma(E_+), \quad (1)$$

где m - масса электрона, $\sigma(E_+)$ - сечение аннигиляционного возбуждения ядра при энергии позитрона E_+ для бесфотонного $\sigma_p(E_+)$ или неупругого $\sigma_{np}(E_+)$ процессов, а спектральное распределение $S(E_+)$ нормировано на единицу

$$\int_{mc^2}^{E_{max}} dE_+ S(E_+) = 1. \quad (2)$$

Фейнмановские диаграммы для бесфотонного и неупругого процессов представлены на рис. 1.

Если процесс является бесфотонным, то соответствующее ему сечение $\sigma_p(E_+)$ пропорционально функции распределения Брейта - Вигнера, ширина которой определяется шириной К-дырки Γ в атомной оболочке, образуемой после аннигиляции позитрона с атомным электроном [4]. Поскольку распределение $S(E_+)$ является плавной функцией энергии, а сечение $\sigma_p(E_+)$ носит резонансный характер, то эффективное сечение (1) можно оценить следующим

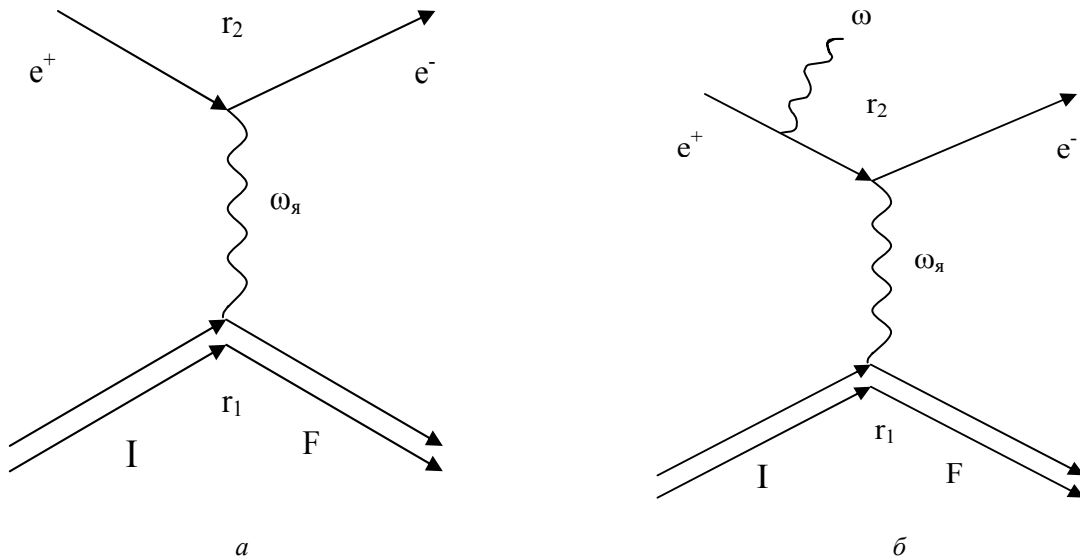


Рис. 1. Фейнмановские диаграммы для бесфотонного (а) и неупругого (б) процессов. I и F - начальное и конечное состояние ядра; e^+ и e^- - позитрон и атомный электрон; ω_y - энергия возбуждения ядра; ω - энергия тормозного фотона.

образом [11]:

$$\sigma_{ef}^p \approx \sigma_p(E_p) \frac{\Gamma}{(E_{max} - E_p)}, \quad (3)$$

где $\sigma_p(E_p)$ – сечение бесфотонного процесса при резонансной энергии позитрона E_p , определяемой как

$$E_p = E_{ex} - E_K, \quad (4)$$

E_K и E_{ex} - энергии электрона на К-оболочке и возбуждения ядра соответственно. Отметим, что доля позитронов n_p , реально возбуждающих ядро при аннигиляции, является множителем при $\sigma_p(E_p)$ в выражении (3)

$$n_p \approx \frac{\Gamma}{(\varepsilon_{max} - \varepsilon_p)}, \quad (5)$$

где ε - соответствующие кинетические энергии, определяемые соотношением $E = \varepsilon + mc^2$.

Как правило, эта величина оказывается очень малой (если в качестве источника позитронов используются β^+ - активные ядра) и вследствие этого σ_{ef}^p (3) оказывается на несколько порядков меньше сечения $\sigma_p(E_p)$ в резонансе.

Если процесс является неупругим, то сечение $\sigma_{np}(E_+)$ не является резонансным, поэтому в аннигиляционном возбуждении ядра участвуют

все позитроны с энергией $E_+ \geq E_p$, а их доля от всего числа позитронов определяется как

$$n_{np} = \int_{E_p}^{E_{max}} dE_+ S(E_+).$$

Очевидно, что $n_{np} \gg n_p$. Однако поскольку $\sigma_p(E_p) \gg \sigma_{np}(E_+)$, то относительно вклада обоих механизмов существуют противоположные точки зрения. Расчеты в работе [9] подтверждают доминирующую роль бесфотонного возбуждения ядра [4, 7] в отличие от работ [5, 6]. Кроме того, сечение нерезонансного процесса $\sigma_{np}(E_+)$, строго говоря, является расходящейся величиной при $E_+ = E_p$ [6, 7], поскольку оно пропорционально $1/\omega$, где $\omega = (E_+ + E_K - E_{ex})$ – энергия тормозного фотона. Поэтому при вычислении эффективного сечения σ_{ef}^{np} (1) результаты будут существенно зависеть от того, насколько близко к резонансному значению E_p будет находиться нижний предел в интеграле (1). Вероятно, этим объясняются расхождения в оценке роли неупругого процесса в работах [6] и [7].

Оценка совместного вклада бесфотонного и неупругого процессов

Отметим, что аналогичная проблема существует в любом процессе рассеяния электронов и позитронов, когда излучаются фотоны с предельно малыми энергиями [12]. В этом случае

сечение процесса $d\sigma_T$ с излучением фотонов с малыми энергиями ω может быть выражено через сечение аналогичного процесса без излучения фотонов $d\sigma_y$ следующим образом [12, 13]:

$$d\sigma_T \approx \alpha \cdot d\sigma_y \Phi \frac{d\omega}{\omega}, \quad (6)$$

где Φ - некоторая функция импульсов налетающих частиц; α - постоянная тонкой структуры. Очевидно, что при интегрировании выражения (6) по всему спектру испущенных фотонов на нижнем пределе ω_{\min} появляется логарифмическая расходимость при $\omega_{\min} \rightarrow 0$. Это известная так называемая инфракрасная расходимость, которая была успешно устранена в работе [14]. Поскольку в любых процессах рассеяния электронов и позитронов детекторы частиц имеют конечное энергетическое разрешение ΔE (или имеется размытость по энергии пучка частиц ΔE), то никогда не удастся экспериментально отделить вклад чисто упругого процесса (или процесса без излучения фотонов) от неупругого процесса, в котором излучаются фотоны с энер-

гией, меньшей ΔE . Поэтому в работах [14 - 16] вместо сечения упругого процесса определялось сечение процесса, в котором в излучение не перешло энергии, большей ΔE . Оно равно сумме сечений упругого процесса, рассчитанного с учетом радиационных поправок, и неупругого процесса с излучением фотонов с энергией меньшей ΔE . При этом оказывается, что расходящиеся вклады в сечение от излучения тормозных фотонов с предельно малой энергией в точности сокращаются с расходящимися вкладами от радиационных поправок к упругому сечению [14]. В общем случае было доказано применимость этого метода для любого процесса рассеяния частиц, где возникает инфракрасная расходимость [12].

Используем этот метод при рассмотрении аннигиляционного возбуждения ядра. В этом случае необходимо рассматривать совместный вклад от бесфотонного процесса (см. рис. 1, а), рассчитанного с учетом радиационных поправок (рис. 2) и неупругого процесса (см. рис. 1, б), в котором испускаются фотоны с энергией $0 \leq \omega < \Delta E$.

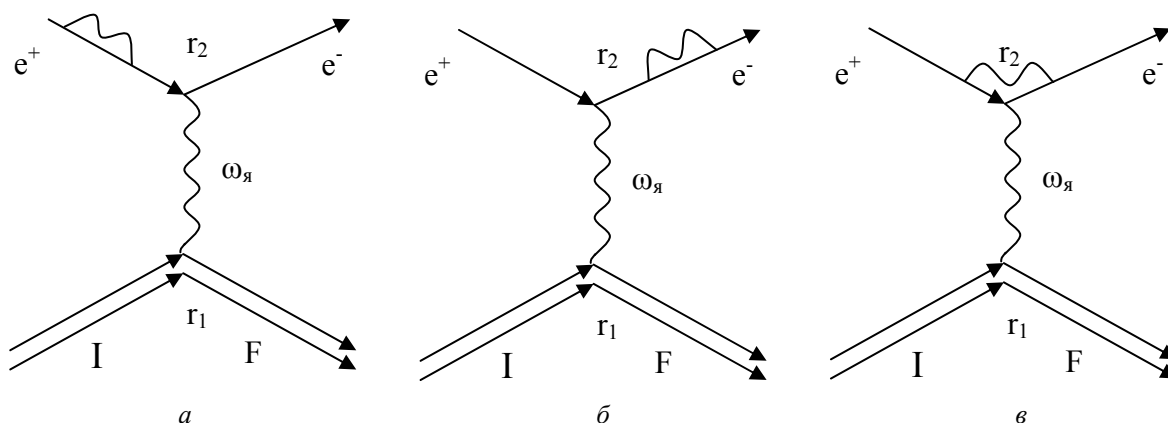


Рис. 2. Радиационные поправки к бесфотонному процессу. Обозначения те же, что на рис. 1.

При этом расходящиеся вклады от диаграмм (см. рис. 1, б) и (см. рис. 2, а, б, в) в точности сокращаются и сечение процесса σ_{tot} , в котором наряду с бесфотонным возбуждением ядра происходит возбуждение, при котором испускаются тормозные фотоны с энергией ω в интервале $0 \leq \omega < \Delta E$ будет иметь вид

$$\sigma_{\text{tot}}(E_+) \approx \sigma_p(E_p) (1 + \alpha \cdot F(E_+) \cdot \ln \frac{\Delta E}{E_p}), \quad (7)$$

где $F(E_+)$ - некоторая функция импульсов частиц, а $\Delta E \ll E_p$. Отметим, что поправка к сечению бесфотонного возбуждения мала, так как

второе слагаемое в круглых скобках много меньше единицы, поэтому сечение $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$ по величине мало отличается от сечения $\sigma_p(E_p)$ в резонансе, как и должно быть в теории возмущений при учете членов более высокого порядка малости по α . Однако если падающий пучок позитронов имеет некоторый разброс по энергиям, то давать вклад в возбуждение ядра, в котором могут быть испущены фотоны с энергией, меньшей ΔE , будут позитроны в диапазоне энергий $E_p \leq E_+ \leq E_p + \Delta E$, а не только те, которые имеют энергию, отличающуюся от резонансной на величину ширины К-дырки Γ . По-

этому доля позитронов, которые возбуждают ядро и при этом могут испустить тормозные фотоны с энергией $0 \leq \omega < \Delta E$ в $\Delta E/\Gamma$ раз больше, чем в случае чисто бесфотонного процесса.

Отметим, что сечение $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$ (7), строго говоря, уже нельзя разделить на два слагаемых, одно из которых соответствует бесфотонному, а другое – неупругому процессу, так как второй член в круглых скобках содержит совместный вклад от радиационных поправок к бесфотонному процессу и неупругого процесса. Величина ΔE не является строго определенной, однако при условии $\Delta E \ll E_p$ выражение (7), учитывающее совместный вклад двух процессов, всегда справедливо. Таким образом, вместо того, чтобы учитывать либо бесфотонный, либо неупругий процессы, мы предлагаем рассматривать их совместный вклад, который описывается сечением $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$, и с этой точки зрения анализировать экспериментальные данные.

Анализ экспериментальных данных

В качестве приложения изложенного выше подхода рассмотрим эксперимент по исследованию аннигиляционного возбуждения уровня $E_{\text{ex}} = 1078$ кэВ, $I = 5/2^+$ в ядре ^{115}In пучком моноэнергетических позитронов с кинетической энергией $\varepsilon_0 = 89$ кэВ на тонких мишенях ($d = 5 \cdot 10^{-3}$ мм) [17]. При определении сечения из экспериментальных данных предполагалось, что процесс возбуждения ядра является резонансным. Резонансная кинетическая энергия позитронов, определяемая из уравнения (4), в этом случае приблизительно равна $\varepsilon_p = 84$ кэВ, а ширина К-дырки $\Gamma = 7$ эВ. Авторы работы [17] предполагали, что возбуждать ядра будут позитроны, имеющие энергию в очень узком интервале $\varepsilon_p \leq \varepsilon_+ \leq \varepsilon_p + \Gamma$ вблизи резонансной (потеряв около 5 кэВ при движении в мишени), поэтому в этом процессе будут участвовать ядра на эффективной толщине d_{ef} , определяемой как

$$d_{\text{ef}} \approx \frac{\Gamma}{(dE/dx)_p} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ см}, \quad (8)$$

где $(dE/dx)_p$ - диссипация энергии позитронов на единице пути при резонансной энергии [18]. Число атомов мишени N (на единицу площади), возбужденных резонансными позитронами, в этом случае равно

$$N = N_A d_{\text{ef}} \frac{\rho}{A} \approx 1,4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-2},$$

где N_A - число Авогадро, $A = 115$, ρ - плотность ^{115}In , а для сечения процесса получена верхняя оценка $\sigma_p^{\text{exp}} < 4,3 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$. В принципе эта верхняя граница близка к резонансным сечениям, полученным из эффективных сечений в [1, 2], но значительно больше теоретической оценки [4]:

$$\sigma_p^{\text{theor}} \sim 10^{-30} \text{ см}^2. \quad (9)$$

Однако если предположить, что исследуемый процесс определяется совместным вкладом бесфотонной аннигиляции и неупругого процесса, то его сечение будет определяться выражением $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$ (7), а вклад в него будут давать позитроны, энергия которых находится в интервале $\varepsilon_p \leq \varepsilon_+ \leq \varepsilon_p + \Delta E$. Если определить ΔE как $\Delta E = \varepsilon_0 - \varepsilon_p \approx 5$ кэВ и учесть, что $\sigma_p^{\text{exp}} \sim 1/N \sim 1/d_{\text{ef}}$, где $d_{\text{ef}} = \Delta E / (dE/dx)_p$, то для сечения, извлекаемого из эксперимента, получаем оценку в $\Delta E/\Gamma \sim 10^3$ меньше полученной в работе [17]. При этом $\sigma_p^{\text{exp}} \sim 10^{-29} \text{ см}^2$, что значительно ближе к теоретической оценке (9).

Аналогичным образом можно по-новому интерпретировать экспериментальные данные работ [1, 2], в которых использовался пучок позитронов с широким разбросом по энергии $0 \leq \varepsilon_+ \leq \varepsilon_{\text{max}}$. В этом случае, используя для эффективного сечения σ_{ef} (1) в качестве $\sigma(E_+)$ величину $\sigma_{\text{tot}}(E_+)$ (7), получаем оценку

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{ef}} &\approx \int_{E_p}^{E_p + \Delta E} dE_+ S(E_+) \sigma_{\text{tot}}(E_+) \approx \\ &\approx \sigma_p(E_p) \frac{\Delta E}{(\varepsilon_{\text{max}} - \varepsilon_p)} \end{aligned} \quad (10)$$

вместо выражения (3). Отметим, что приближение (10) справедливо, если $\Delta E \ll E_p$ и спектральное распределение $S(E_+)$ является достаточно плавной функцией в интервале $E_p \leq E_+ \leq E_p + \Delta E$. Если при этом $\Delta E \gg \Gamma$, то извлекаемое из экспериментальных эффективных сечений σ_{ef} с помощью соотношения (10) сечение $\sigma_p(E_p)$, которое сопоставляется с теоретическими оценками σ_p^{theor} , может оказаться на несколько порядков меньше вычисленного с помощью соотношения (3) и приблизиться к расчетным. В частности, в случае возбуждения того

же уровня $E_{ex} = 1078$ кэВ, $I = 5/2^+$ в ядре ^{115}In в работах [2] $\sigma_{ef} \approx 10^{-31} \text{ см}^2$, $\varepsilon_{max} \approx 658$ кэВ, а $\varepsilon_p = 84$ кэВ. Выбирая в качестве ΔE величину $\Delta E = 5$ кэВ, которая удовлетворяет требуемым условиям, получаем с помощью соотношения (10) оценку для сечения $\sigma_p(E_p) \approx 10^{-29} \text{ см}^2$, которое на три порядка меньше полученного с помощью уравнения (3) и, следовательно, значительно ближе к теоретической оценке σ_p^{theor} (9).

Особенно наглядно роль этого фактора видна в случае возбуждения ^{107}Ag . В традиционном подходе, т. е. когда число позитронов, возбуждающих ядро, пропорционально ширине К-дырки, из результатов работы [11] следует, что $\sigma_p^{exp} \approx 2 \cdot 10^{-23} \text{ см}^2$. Эта величина существенно превосходит сечение одноквантовой аннигиляции σ_a на атомах ^{107}Ag , которое равно $\sigma_a \approx 4 \times 10^{-26} \text{ см}^2$ [12].

Бесфотонная аннигиляция – процесс более высокого порядка малости, чем одноквантовая аннигиляция, поэтому расхождение на три порядка указывает на неучтенный доминирующий процесс.

В вышеизложенном подходе оценка числа резонансных позитронов составит $n = 6 \cdot 10^2$ от интегрального потока позитронов, даже если выбрать величину $\Delta E = 6$ кэВ. При этом сечение бесфотонной аннигиляции позитронов умень-

шится до $\sigma_p^{exp} = (4 \pm 2) \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$. Отметим, что эта величина находится в хорошем согласии с теоретическими расчетами, полученными в работе [4], которые дают для сечения величину $\sigma_p^{theor} = 5 \cdot 10^{-26} \text{ см}^2$.

Заключение

Таким образом, причина очень большого расхождения экспериментальных сечений аннигиляционного возбуждения ядер и теоретических оценок может быть связана с недостаточно корректной интерпретацией экспериментальных данных. Если предположить, что экспериментально извлекаемая информация имеет отношение не к бесфотонному или неупругому процессу, как обычно предполагается, а содержит их совместный вклад, который описывается сечением $\sigma_{tot}(E_+)$, то удастся значительно лучше согласовать между собой экспериментальные результаты и теоретические расчеты.

Авторы благодарят за обсуждение работы А. Я. Дзюблика, В. М. Коломийца, В. К. Тартаковского и за помощь в оформлении Н. В. Стрельчука.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Mukoyama T., Shimizu S.* // Phys. Rev. - 1972. - Vol. C5. - P. 95 - 99; *Watanabe Y., Mukoyama T., Shimizu S.* // Phys. Rev. - 1979. - Vol. 195. - P. 32 - 37.
2. *Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Свято В.П., Тришин В. В.* // Письма ЖЭТФ. - 1979. - Т. 30. - С. 394; Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1979. - Т. 43. - С. 214.
3. *Present R., Chen S.* // Phys. Rev. - 1952. - Vol. 85. - P. 447 - 451.
4. *Гречухин Д.П., Солдатов А.А.* // ЖЭТФ. - 1978. - Т. 74. - С. 13 - 22.
5. *Raghavan R.S., Mills A.P.* // Phys. Rev. - 1981. - Vol. 24. - P. 1814.
6. *Баткин И.С., Чуракова Т.* // Ядер. физика. - 1982. - Т. 35. - С. 282.
7. *Lubicic A., Krcmar M., Pisk K., Logan B.A.* // Phys. Rev. - 1984. - Vol. C30. - P. 2109; *Pisk K., Krcmar M., Lubicic A., Logan B.A.* // Phys. Rev. - 1985. - Vol. C32. - P. 83.
8. *Kolomietz V.M.* // J. Phys. G. - 1990. - Vol. 16. - P. 615.
9. *Коломиец В.М., Федоткин С.Н.* // Ядер. физика. - 1990. - Т. 52. - С. 426.
10. *Horvat R., Pisk K., Logan B.A.* // Phys. Lett. - 1988. - Vol. C214. - P. 492.
11. *Вишневский И.Н., Желтоножский В.А., Коломиец В.М.* // ЭЧАЯ. - 1988. - Т. 19. - С. 237.
12. *Ахиезер А.И., Берестецкий В.К.* Квантовая электродинамика. - М.: Изд-во физ.-мат., 1959.
13. *Берестецкий В.К., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П.* Квантовая электродинамика. - М.: Наука, 1980.
14. *Bloch F., Nordsieck A.* // Phys. Rev. - 1937. - Vol. 52. - P. 54.
15. *Schwinger J.* // Phys. Rev. - 1949. - Vol. 75. - P. 898.
16. *Meister N.T., Griffy T.A.* // Phys. Rev. - 1964. - Vol. B133. - P. 1032.
17. *Cassidy D.B., Hunt A.W. et al.* // Phys. Rev. - 2001. - Vol. C64. - P. 054603.
18. Stopping powers for electrons and positrons. - Washington: ICRU, 1984.

**ЗБУДЖЕННЯ ЯДЕР ПРИ АНІГІЛЯЦІЇ ПОЗИТРОНІВ
З УРАХУВАННЯМ РАДІАЦІЙНИХ ПОПРАВOK**

С. М. Федоткін, В. О. Желтоножський

Розглянуто процес збудження ядер при анігіляції позитронів з електронами атомної оболонки. Проведено аналіз відносно вкладу безфотонного та непружного процесів. Зроблено пропозицію відносно нового визначення частини позитронів, анігіляція яких веде до збудження ядра, і, відповідно до чого, по-новому інтерпретуються експериментальні дані про перерізи процесів при порівнянні їх з теоретичними розрахунками.

**NUCLEAR EXCITATION AT THE POSITRON ANNIHILATION
TAKING INTO ACCOUNT THE RADIATIVE CORRECTIONS**

S. N. Fedotkin, V. A. Zheltonozhskii

The process of nuclear excitation at the positron-atomic electron annihilation was considered. The relative contribution nonradiative versus radiative was analysed. It is offered a new definition for the share positrons, which excite a nuclei at the annihilation. As result, it is proposed the new interpretation of the experimental date if we compare them with the theoretical calculations.

Поступила в редакцію 16.02.06,
после доработки – 03.04.06.