

ИОНИЗАЦИЯ АТОМНОЙ ОБОЛОЧКИ И РОЖДЕНИЕ e^+e^- -ПАР ПРИ КОНЕЧНЫХ ЯДЕРНЫХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. М. Коломиец, С. Н. Федоткин

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Получено общее выражение для вероятности ионизации атомной оболочки и рождения e^+e^- -пар “нагретыми” ядрами для произвольной мультипольности ядерных переходов. Для случая $E1$ -переходов исследовано спектральное распределение позитронов и конверсионных электронов при различных температурах ядра. Вычислены зависящие от температуры коэффициенты конверсии для этих процессов.

Ключевые слова: ионизация, атомная оболочка, электрон-позитронные пары, ядра.

Введение

Возбужденные ядра с энергией возбуждения, меньшей энергии связи нейтрона, распадаются преимущественно посредством испускания γ -квантов. Если при этом энергия возбуждения достаточно велика, то для описания ядерных состояний применяют статистический подход. В этом случае процессы радиационного излучения ядер исследуются в различных статистических моделях [1 - 5]. При этом рассматриваются не отдельные радиационные переходы между конкретными ядерными состояниями, а усредненные по множеству возбужденных состояний квантовые переходы. Наряду с радиационными возможны также процессы внутренней конверсии, связанные с рождением электрон-позитронных пар или ионизацией атомной оболочки. Представляет интерес исследование этих процессов для нагретых ядер, поскольку в них испускаются заряженные частицы и они, наряду с более вероятным процессом испускания γ -квантов, являются эффективным инструментом изучения динамики возбужденных ядер. В частности, в работе [6] в термодинамическом приближении (случай больших температур) предлагалось определять параметр затухания квадрупольных колебаний поверхности ядра (ядерную вязкость) из вероятности ионизации атомной оболочки квадрупольным флуктуационным электромагнитным полем ядра. Рождение e^+e^- -пар из нагретых ядер при распаде гигантских монополюсных и дипольных резонансов изучалось в работе [7].

В настоящей работе получены общие соотношения для вероятности ионизации атомной оболочки и рождения электрон-позитронных пар нагретыми ядрами при произвольных температурах и мультипольностях переходов. В рамках простой статистической модели для случая $E1$ -переходов получены спектральные распределения позитронов и электронов конверсии.

Процессы конверсии в “нагретых” ядрах

Рассмотрим процесс рождения e^+e^- -пар “нагретым” ядром. Дифференциальная вероятность рождения электрон-позитронной пары при конверсионном переходе в ядре мультипольности L из начального состояния i с энергией E_i в конечное состояние f с энергией E_f имеет вид

$$\frac{dW_{e^+e^-}(\lambda L)}{d\varepsilon_+ d\varepsilon_-} = P_L^{(\lambda)}(\varepsilon_+, \varepsilon_-) W_{fi}(\lambda L) \delta(E_i - E_f - \varepsilon_+ - \varepsilon_-), \quad (1)$$

где $W_{fi}(\lambda L)$ - вероятность радиационного перехода в ядре; $\lambda = 0(1)$ для переходов магнитного (электрического) типов; ε_+ и ε_- - полные энергии позитрона и электрона соответственно. Величина $P_L^{(\lambda)}(\varepsilon_+, \varepsilon_-)$ определяет дифференциальный коэффициент парной конверсии $d\beta(\lambda L, \varepsilon_+)$:

$$P_L^{(\lambda)}(\varepsilon_+, \omega - \varepsilon_+) d\varepsilon_+ = d\beta(\lambda L, \varepsilon_+). \quad (2)$$

Здесь $\omega = \varepsilon_+ + \varepsilon_-$ - полная энергия ядерного перехода. Представим вероятность радиационного перехода $W_{fi}(\lambda L, \omega)$ в виде [8]

$$W_{fi}(\lambda L, \omega) = f(\omega) B_{fi}(\lambda L),$$

$$f(\omega) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2 \hbar} \frac{\omega^{2L+1}}{(\hbar\omega)^{2L+1}}, \quad (3)$$

где $B_{fi}(\lambda L)$ - приведенная вероятность электромагнитного перехода

$$B_{fi}(\lambda L) = \sum_{MM_f} | \langle f | Q_{LM} | i \rangle |^2. \quad (4)$$

Здесь Q_{LM} - мультипольный оператор соответствующего перехода, а M и M_f - проекции угло-

вых моментов фотона и конечного ядерного состояния на ось квантования.

Предположим теперь, что ядро имеет достаточно высокую энергию возбуждения, чтобы можно было рассматривать усредненные по множеству состояний ядерные переходы и ввести понятие температуры. Как правило, такая ситуация реализуется для тяжелых ядер, плотность уровней которых велика уже при энергиях возбуждения 2 - 3 МэВ. Проведем усреднение в выражении (1) по ансамблю начальных и суммирование по всем конечным ядерным состояниям. В результате получим выражение для средней дифференциальной вероятности парной конверсии

$$\frac{d\bar{W}_{e^+e^-}(\lambda L)}{d\varepsilon_+ d\varepsilon_-} = P_L^{(\lambda)}(\varepsilon_+, \varepsilon_-) f(\omega) S_L^{(\lambda)}(\omega, T), \quad (5)$$

где функция $S_L^{(\lambda)}(\omega, T)$ имеет вид

$$S_L^{(\lambda)}(\omega, T) = \sum_{if} \exp\left(\frac{\Omega - E_i}{T}\right) B_{fi}(\lambda L) \delta(E_i - E_f - \omega). \quad (6)$$

Здесь Ω и T - термодинамический потенциал и температура, описывающие ансамбль ядерных состояний. Используя интегральное представление для δ -функции, легко показать, что $S_L^{(\lambda)}(\omega, T)$ является фурье-образом корреляционной функции мультипольных операторов Q_{LM} :

$$S_L^{(\lambda)}(\omega, T) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dt \exp(i\omega t) \ll \sum_M Q_{LM}^+(0) Q_{LM}(t) \gg,$$

где $Q_{LM}(t) = \exp(iHt) Q_{LM} \exp(-iHt)$ - мультипольные операторы в представлении Гейзенберга, двойные скобки $\ll \gg$ означают усреднение по ансамблю ядерных состояний, являющихся собственными состояниями гамильтониана H . Отметим, что функция $S_L^{(\lambda)}(\omega, T)$ связана с усредненной по ансамблю ядерных состояний вероятностью γ -излучения $\bar{W}_\gamma(\lambda L, \omega)$ следующим образом [3, 5]:

$$\frac{d\bar{W}_\gamma(\lambda L, \omega)}{d\omega} = f(\omega) S_L^{(\lambda)}(\omega, T). \quad (7)$$

Подставляя это соотношение в уравнение (5) и сделав замену переменной интегрирования, получаем окончательное выражение для средней вероятности рождения e^+e^- -пар из "нагретого" ядра

$$\bar{W}_{e^+e^-}(\lambda L, T) = \int_m^{U-m} d\varepsilon_+ \int_{\varepsilon_+}^U d\omega \frac{d\bar{W}_\gamma(\lambda L, \omega)}{d\omega} \times P_L^{(\lambda)}(\varepsilon_+, \omega - \varepsilon_+), \quad (8)$$

где U - энергия возбуждения ядра; m - масса электрона.

Аналогичным образом рассматривается процесс ионизации атомной оболочки "нагретым" ядром. Дифференциальная вероятность внутренней конверсии имеет вид

$$\frac{dW_c(\lambda L)}{d\varepsilon} = \alpha(\lambda L, \varepsilon) W_{fi}(\lambda L) \delta(E_i - E_f - \varepsilon),$$

где $\alpha(\lambda L, \varepsilon)$ - коэффициент внутренней конверсии; $\varepsilon = E_i - E_f = \omega$ - кинетическая энергия конверсионного электрона (мы пренебрегаем энергией связи атомного электрона). После усреднения последнего выражения по ансамблю ядерных состояний, которое проводится так же, как в случае парной конверсии, получаем для вероятности ионизации атома "нагретым" ядром выражение

$$\bar{W}_c(\lambda L, T) = \int_0^U d\omega \frac{d\bar{W}_\gamma(\lambda L, \omega)}{d\omega} \alpha(\lambda L, \omega). \quad (9)$$

Таким образом, процессы рождения e^+e^- -пар и ионизации атомной оболочки "нагретыми" ядрами определяются спектральным распределением γ -квантов, испускаемых из этих ядер. И наоборот, исследование процессов внутренней и парной конверсии в "нагретых" ядрах позволяет изучать ядерную динамику при различных температурах. В частности, использование квантовомеханического выражения для описания процесса флукуационного излучения γ -квантов из нагретых ядер [5] дает возможность в рассматриваемом подходе определить коэффициент ядерной вязкости из вероятностей парной $\bar{W}_{e^+e^-}(\lambda L, T)$ и внутренней $\bar{W}_c(\lambda L, T)$ конверсии при произвольных, а не только больших температурах. Аналогичным образом могут быть использованы альтернативные статистические модели [2 - 4], описывающие γ -распад "нагретых" ядер. В качестве иллюстрации общих соотношений (8) и (9) при описании процессов γ -излучения в "нагретых" ядрах мы используем статистическую модель Вайскопфа [1], с помощью которой удастся получить простые выражения для зависящих от температуры спектральных распределений позитронов и электронов внутренней конверсии.

Зависящие от температуры коэффициенты конверсии

Вероятность γ -излучения в модели [1] задается отношением плотностей уровней конечного ρ_f и начального ρ_i ядерных состояний, при этом фурье-образ корреляционной функции дипольных операторов имеет вид

$$S_1^{(1)}(\omega, T) = \frac{\alpha R^2}{D_o} \exp\left(-\frac{\omega}{T}\right), \quad (10)$$

$$P_1^{(1)}(\varepsilon_+, \omega - \varepsilon_+) = \frac{\alpha}{\pi \omega^3} \left[(\varepsilon_+^2 + \varepsilon_-^2) \ln \frac{(m^2 + \varepsilon_+ \varepsilon_- + 2p_+ p_-)}{m\omega} + 2p_+ p_- \right], \quad (11)$$

где α - постоянная тонкой структуры; $p_\sigma = \sqrt{\varepsilon_\sigma^2 - m^2}$ - импульсы позитронов ($\sigma = +$) и электронов ($\sigma = -$) соответственно. Используя выражения (8), (10) и (11), получаем после интегрирования по ω выражение

$$\bar{W}_{e^+e^-}(E1, T) = \frac{\alpha^2 R^2 m^3}{4\pi D_o} \int_m^{U-m} d\varepsilon_+ J(\varepsilon_+, T). \quad (12)$$

Функция $J(\varepsilon_+, T)$, определяющая спектральное распределение позитронов, в приближении $U \gg m$ имеет вид

$$J(\varepsilon_+, T) = \frac{T}{m} \exp\left(-\frac{\varepsilon_+}{T}\right) \left(\frac{\varepsilon_+^2}{m^2} - 1\right)^{1/2} \times \left[3K_1\left(\frac{m}{T}\right) + \frac{(\varepsilon_+^2 - \varepsilon_+ T + 4T^2)}{(mT + m\varepsilon_+)} K_0\left(\frac{m}{T}\right) \right], \quad (13)$$

где $K_n(m/T)$ ($n = 0, 1$) - функции Макдональда. Спектральные распределения позитронов при различных температурах ядра показаны на рис. 1.

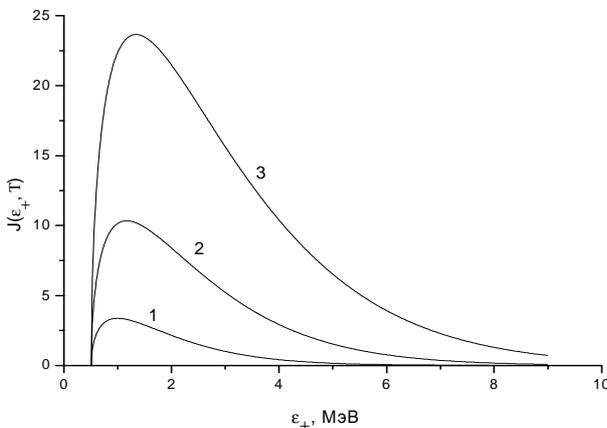


Рис. 1. Спектральное распределение позитронов $J(\varepsilon_+, T)$ при температурах $T = 0,75, 1,00$ и $1,25$ МэВ (кривые 1, 2, 3 соответственно).

где R - радиус ядра; D_o - характерное расстояние между одночастичными уровнями.

Рассмотрим в этой модели вероятность рождения e^+e^- -пар в случае $E1$ -переходов. Функция $P_1^{(1)}(\varepsilon_+, \omega - \varepsilon_+)$ в борновском приближении, которое оправдано при достаточно высоких температурах, имеет вид ($\hbar = c = 1$) [9]

Функции $J(\varepsilon_+, T)$ довольно резко возрастают от нуля до своего максимального значения при увеличении энергии позитронов, а затем плавно убывают. Максимум спектрального распределения незначительно сдвигается в область больших энергий ε_+ и существенно увеличивается доля позитронов с большой энергией при увеличении температуры ядра. Спектральное распределение электронов в борновском приближении имеет такой же вид.

Выполнив интегрирование в формуле (12) по энергиям позитронов, получаем окончательное выражение для вероятности $\bar{W}_{e^+e^-}(E1, T)$ рождения e^+e^- -пар “нагретым” ядром. Определим теперь зависящий от температуры коэффициент парной конверсии $\beta(E1, T)$ как отношение вероятности рождения пары e^+e^- к средней вероятности γ -излучения “нагретым” ядром:

$$\beta(E1, T) = \bar{W}_{e^+e^-}(E1, T) / \bar{W}_\gamma(E1, T).$$

Коэффициент $\beta(E1, T)$ в этом случае имеет вид

$$\beta(E1, T) = \frac{\alpha}{6\pi} x^2 [3K_1^2(x) + K_0(x) (K_2(x) + \frac{1}{x} K_1(x))], \quad (14)$$

где $x = m/T$. На рис. 2 показана зависимость коэффициента $\beta(E1, T)$ от температуры ядра T .

При малых температурах $T \ll m$ коэффициент парной конверсии стремится к нулю:

$$\beta(E1, T) = \frac{\alpha m}{3 T} \exp\left(-\frac{2m}{T}\right).$$

Для больших температур $T \gg m$ этот коэффициент логарифмически растет с увеличением T :

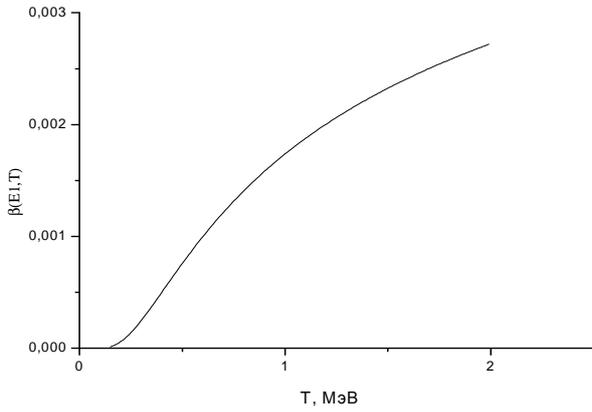


Рис. 2. Зависящий от температуры коэффициент парной конверсии $\beta(E1, T)$.

$$\beta(E1, T) = \frac{\alpha}{2\pi} [\ln(T/m) + 1].$$

Рассмотрим теперь процесс ионизации *K*-оболочки атома “нагретым” ядром. Сходная задача об индуцированных переходах в атомах, находящихся в тепловом равновесии с излучением абсолютно черного тела при определенной температуре, исследовалась в работе [10]. Коэффициент внутренней конверсии в случае *E1*-перехода в борновском приближении имеет вид [9]

$$\alpha_K(E1, \omega) = \alpha^4 Z^3 \left(2 + \frac{m^2}{\omega^2}\right) \left(1 + \frac{2m}{\omega}\right)^{1/2}, \quad (15)$$

где *Z* - заряд ядра. Подставляя это выражение в формулу (9), получаем выражение для средней вероятности ионизации *K*-оболочки атома “нагретым” ядром

$$\bar{W}_c(E1, T) = \frac{\alpha^5 Z^3 m^3 R^2}{4D_o} \int_0^U d\omega F(\omega, T), \quad (16)$$

где спектральное распределение электронов конверсии $F(\omega, T)$ имеет вид

$$F(\omega, T) = \exp\left(-\frac{\omega}{T}\right) \frac{\omega^3}{m^3} \left(2 + \frac{m^2}{\omega^2}\right) \left(1 + \frac{2m}{\omega}\right)^{1/2}. \quad (17)$$

Зависимость этой функции от энергии электронов ω при различных температурах ядра *T* показана на рис. 3.

С ростом температуры ширина спектрального распределения $F(\omega, T)$ увеличивается и положение максимума сдвигается в область больших ω . Выполнив интегрирование по ω , найдем окончательное выражение для средней вероятности ионизации *K*-оболочки $\bar{W}_c(E1, T)$. Отноше-

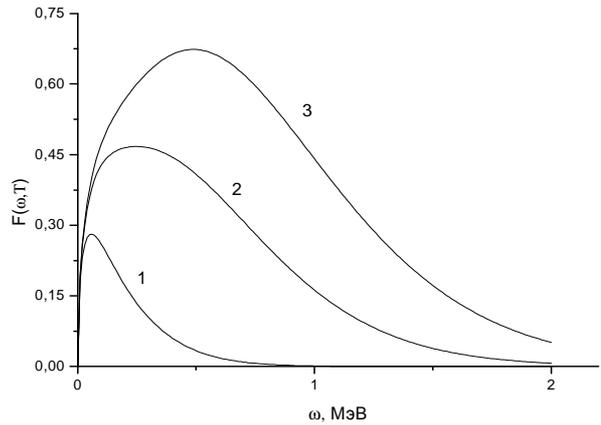


Рис. 3. Спектральное распределение электронов конверсии $F(\omega, T)$ при температурах $T = 0,1, 0,2$ и $0,25$ МэВ (кривые 1, 2, 3 соответственно).

ние этой вероятности к средней вероятности γ -излучения из “нагретого” ядра $\bar{W}_\gamma(E1, T)$ назовем зависящим от температуры коэффициентом внутренней конверсии

$$\alpha_K(E1, T) = \bar{W}_c(E1, T) / \bar{W}_\gamma(E1, T).$$

Этот коэффициент в приближении $U \gg m$ выражается формулой

$$\alpha_K(E1, T) = \frac{1}{3} \alpha^4 Z^3 x^2 \exp(x) \times \left[K_2(x) + x \left(\frac{3}{2} K_1(x) - 2K_2(x) - \frac{dK_2(x)}{dx} \right) \right], \quad (18)$$

где $x = m/T$. Зависимость коэффициента внутренней конверсии от температуры показана на рис. 4.

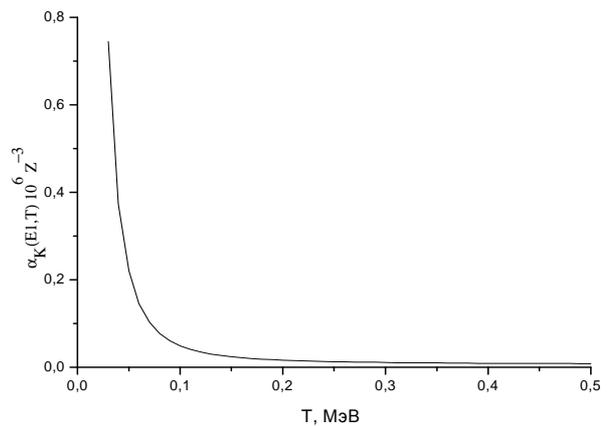


Рис. 4. Зависящий от температуры коэффициент внутренней конверсии $\alpha_K(E1, T)$.

При больших температурах $T \gg m$ коэффициент $\alpha_K(E1, T)$ асимптотически приближается к константе

$$\alpha_K(E1, T) = 2\alpha^4 Z^3.$$

Отметим, что этой же величине равен обычный коэффициент внутренней конверсии $\alpha_K(E1, \omega)$ при $\omega \gg m$ [9]. Для температур $T \ll m$ коэффициент $\alpha_K(E1, T)$ резко возрастает при уменьшении температуры

$$\alpha_K(E1, T) = \frac{\alpha^4 Z^3}{6} \frac{m^3}{T^3}.$$

Обычный коэффициент внутренней конверсии $\alpha_K(E1, \omega)$ при $\omega \ll m$ схожим образом быстро увеличивается при уменьшении ω [9]. Для тяжелых ядер с $Z = 100$ при достаточно малых температурах коэффициент конверсии $\alpha_K(E1, T) \approx \approx 10^{-2}$.

Следует подчеркнуть, что в коэффициентах конверсии $\beta(E1, T)$ (14) и $\alpha_K(E1, T)$ (18) исчезла зависимость от специфических параметров модели Вайскопфа и их поведение определяется в основном температурой ядра T . Однако выбор корреляционной функции $S_L^{(\lambda)}(\omega, T)$, в которой содержится информация о ядерных состояниях, существенным образом влияет на поведение коэффициентов конверсии $\beta(EL, T)$ и $\alpha_K(EL, T)$.

Таким образом, в отличие от обычных коэффициентов конверсии (вычисленных в этом же приближении) зависящие от температуры коэффициенты конверсии $\beta(E1, T)$ и $\alpha_K(E1, T)$ из-за усреднения по множеству ядерных состояний содержат информацию о ядерных процессах и, поэтому, могут использоваться для их исследования.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Блатт Д.М., Вайскопф В.Ф. Теоретическая ядерная физика. - М.: Изд-во иностр. лит., 1954.
2. Куклин Р.Н. Средние ширины радиационных переходов в "нагретых" ядрах // Ядер. физика. - 1965. - Т. 48, вып. 3. - С. 409 - 414.
3. Игнатюк А.В. Статистическое описание радиационных ширин // Изв. АН СССР. Сер. физ. - 1972. - Т. 36, № 1. - С. 202.
4. Плюйко В.А. Статистическое описание ширин гамма-распада состояний с фиксированным угловым моментом // Ядер. физика. - 1990. - Т. 52, вып. 4. - С. 1004 - 1014.
5. Будник А.Р., Свиньин И.Р. Флуктуационное E2-излучение нагретых сферических ядер // Там же. - 1978. - Т. 28, вып. 1. - С. 43 - 52.
6. Гречухин Д.П. Ионизация оболочки атома флуктуационным электромагнитным полем нагретого ядра // Там же. - 1966. - Т.4, вып. 6. - С.1134 - 1146.
7. Montoya C.P., Schadmand S., Dioszegi I. et al. Giant monopole resonances in statistical model // Z. Phys. - 1991. - Vol. 340. - P. 371 - 375.
8. Бор А., Моттelson Б. Структура атомного ядра. Т. 1. - М.: Мир, 1971. - С. 456.
9. Ахиезер А.И., Берестецкий В.В. Квантовая электродинамика. - М.: Физматгиз, 1959. - С. 650.
10. Zhou P., Spruch K. Temperature induced transitions in the H-like atoms // Phys. Rev. - 1994. - Vol. A49, No. 2. - P. 718 - 721.

ІОНІЗАЦІЯ АТОМНОЇ ОБОЛОНКИ ТА НАРОДЖЕННЯ e^+e^- -ПАР ПРІ КІНЦЕВИХ ЯДЕРНИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

В. М. Коломієць, С. М. Федоткін

Отримано загальний вираз для ймовірності іонізації атомної оболонки та народження e^+e^- -пар "нагрітими" ядрами для довільної мультипольності ядерних переходів. У випадку E1-переходів досліджено спектральний розподіл позитронів та конверсійних електронів при різних температурах ядра. Обчислено залежні від температури коефіцієнти конверсії для цих процесів.

Ключові слова: іонізація, атомна оболонка, e^+e^- -пара, ядра.

ATOMIC SHELL IONIZATION AND e^+e^- -PAIRS CREATION AT THE FINITE NUCLEAR TEMPERATURES

V. M. Kolomietz, S. N. Fedotkin

General expressions for the probabilities of the atomic shell ionization and e^+e^- -pairs creation at the "heated" nuclei are found. The spectral distributions of the positrons and conversion electrons are investigated in the case of the nuclear E1-transitions. The temperature dependent conversion coefficients for these processes are obtained.

Keywords: ionization, atomic shell, e^+e^- -pairs, nuclei.

Поступила в редакцию 03.06.09,
после доработки – 08.07.09.