

К ТЕОРИИ МЮОННОЙ E0-КОНВЕРСИИ

Как известно [1, 2], при безызлучательном переходе мюона с $2p$ - на $1s$ -уровень в тяжелых мезоатомах с определенной вероятностью происходят возбуждение и мгновенное деление ядра на два осколка, одним из которых увлекается мюон. В процессе разрядки этого осколка возможна мюонная внутренняя конверсия. Следовательно, вышеуказанный процесс является уникальным инструментом для изучения структуры сильновозбужденных ядер-осколков. Поэтому он широко изучается экспериментально и теоретически (см., например, обзор [3]), ниже в качестве одного из аспектов данной проблемы будет рассмотрена мюонная E0-конверсия на K-оболочке [4, 5].

Согласно общей теории E0-конверсии [6, 7], матричный элемент процесса на K-оболочке после интегрирования по угловым переменным можно получить в виде

$$M(E0) = \int_0^{\infty} dR \rho_{tr}(R) R^2 \int_0^R dr [F_i F_f + G_i G_f] \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right] \quad (1)$$

или, разлагая радиальные волновые G- и F-функции мюона (электрона), умноженные на r , в ряд Тейлора в точке $r=0$, в тождественном (1) виде

$$M(E0) = \sum_{n=0}^{\infty} q_n u_n = \frac{P_i P_f \langle r^2 \rangle}{6} \left[1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{3\sigma_n \langle r^{2n+2} \rangle}{\langle r^2 \rangle R_0^{2n} (n+1)(2n+3)} \right],$$

$$u_n = \langle r^{2n+2} \rangle = \int_0^{\infty} dR \rho_{tr}(R) R^{2n+4}, \quad q_n = \frac{P_i P_f \sigma_n}{2(n+1)(2n+3)}, \quad (2)$$

$$\sigma_n = \left[\sum_{l=0}^{l=n} a_{n-l}^i a_l^f + \sum_{l=0}^{l=n-1} b_{n-l-1}^i b_l^f \right] R_0^{2n}.$$

P_i, P_f — нормировочные множители, а явный вид a_n и b_n можно найти, например, в [8], индексы i, f означают начальное и конечное состояния соответственно, R_0 — радиус ядра, Ψ — волновая функция ядра, $\rho_{tr}(R) = \Psi_f^* \Psi_i$ — плотность ядерного перехода, которую нормируем, как в [9]:

$$\int_0^{\infty} \frac{dr}{r} \int_r^{\infty} dR R^2 \rho_{tr}(R) = 1. \quad (3)$$

Если не оговорено противное, то используется мюонная релятивистская система единиц ($\hbar = m_\mu = c = 1$).

Несмотря на один и тот же вид формул (1), (2) для электронной и мюонной E0-конверсии, выводы, сделанные для одного процесса, могут быть неверны из-за различия масс частиц для другого. Так, в частности, в работе [7] доказано, что для электронной E0-конверсии на K-оболочке в выражении (2) с большой точностью достаточно ограничиться только одним ядерным параметром $u_0 = \langle r^2 \rangle$. Данное заклю-

чение основывалось на малости значения параметра $\sigma'_1 = q_1/q_0$, которое оказалось меньшим 0,1 в больших интервалах изменения заряда атомного ядра Z и энергии перехода k . Покажем, что это не имеет места в случае мюонной $E0$ -конверсии.

На рис. 1 приведены значения σ'_1 в случае электронной и $0,1\sigma'_1$ в случае мюонной $E0$ -конверсии при $k=1$ в соответствующих релятивистских системах единиц для поверхностного и объемного распре-

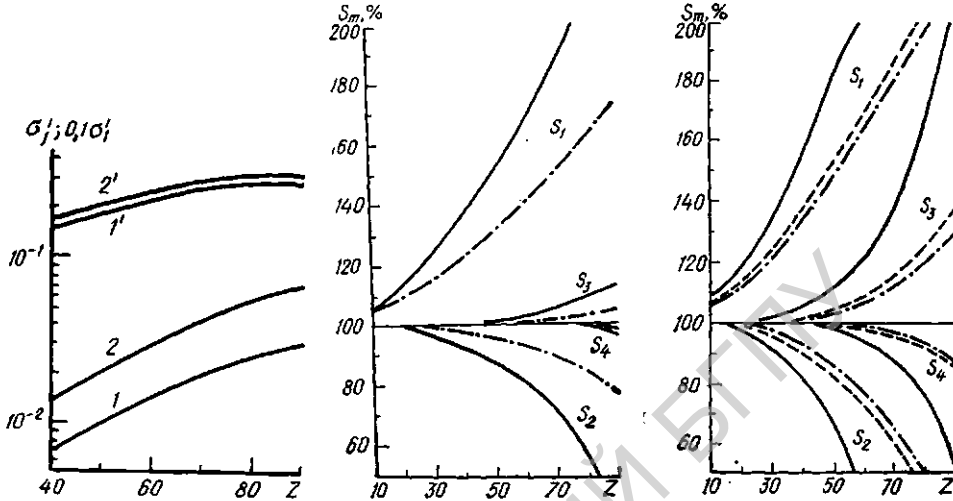


Рис. 1. Зависимости σ'_1 (1, 2) и $0,1\sigma'_1$ (1', 2') от Z при ПР (1, 1') и ОР (2, 2') для K -оболочки: 1, 2 — $k = m_e c^2$, 1', 2' — $m_\mu c^2$

Рис. 2. Зависимости $S_m(Z)$ при ПР: сплошные кривые — модели ПТ и Тасси, штрихпунктирные — ОТ

Рис. 3. Зависимости $S_m(Z)$ при ОР: сплошные кривые — модель ПТ, штриховые — Тасси, штрихпунктирные — ОТ

лений заряда (ПР и ОР). Однако анализ данной задачи не будет полным, если не учитывать еще значений ядерных параметров.

Введем величины

$$S_{m+1} = 100 \% \frac{\sum_{n=0}^{n=m} q_n u_n}{\sum_{n=0}^{\infty} q_n u_n} \equiv 100 \% \frac{\sum_{n=0}^{n=m} q_n u_n}{M(E0)} \quad (4)$$

В отличие от косвенной оценки погрешности определения $M(E0)$, выполняемой только по значениям q_n , проведем на основе (4) прямую оценку этой погрешности, допускаемой при учете некоторого фиксированного $(m+1)$ числа ядерных параметров $u_n = \langle r^{2n+2} \rangle$, относительно точных величин (1) и (2). Результаты вычислений S_m приведены на рис. 2, 3 при кинетической энергии мюона $E_{\text{кин}} = 1,5$ МэВ, которая согласно [10] может считаться характерной для мюонной внутренней конверсии в осколках мгновенного деления, соответственно для ПР и ОР в ядерных моделях поверхностных и объемных токов перехода (ПТ и ОТ) [11] и Тасси [12, 13]. Хотя, вообще говоря, корректнее рассматривать модель ПТ с равномерным ПР заряда и ОТ с ОР, так как существует определенная связь плотности распределения заряда в ядре с током ядерного перехода.

Таким образом, из рис. 2, 3 следует, что учет только четырех ядерных параметров (см. S_4) может гарантировать погрешность оценки $M(E0)$ не более 10% в разложении (2).

В заключение отметим, что стандартное приближение $M(E0)$ с одним ядерным параметром в случае электронной $E0$ -конверсии в аналогичных расчетах дало погрешность до 10 % для тяжелых ядер при $k=511$ кэВ.

РЕЗЮМЕ. Розглядається питання про число ядерних параметрів для оцінки абсолютної імовірності мюонної $E0$ -конверсії на K -оболонці в ядерних моделях поверхневих і об'ємних струмів і Тассі. Показано, що для обчислення матричного елемента процесу з похибкою, меншою за 10 %, необхідно враховувати чотири ядерні параметри в області важких ядер.

SUMMARY. The problem on the number of nuclear parameters for approximate determination of absolute transition probability of muonic $E0$ -conversion in the K -shell is considered in models of cover and volume currents and in the Tassie model. It is shown that only four parameters are needed to be taken into account for the matrix element approximation process in heavy nuclei with an error less than 10 %.

1. Беловицкий Г. Е., Батусов Ю. А., Сухов Л. В. Испускание конверсионных мюонов при безрадиационном делении ядер урана мюонами // Письма в ЖЭТФ.— 1978.—27, вып. 11.— С. 662—664.
2. Fission of muonic ^{232}Th and ^{238}U / Dz. Ganzorig, P. G. Hansen, T. Johanson et al. // Phys. Lett. B.— 1978.—77, N 3.— P. 257—261.
3. Карпешин Ф. Ф. Конверсионные процессы в μ -мезоатомах // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1983.—47, № 1.— С. 188—195.
4. Карпешин Ф. Ф., Стародубский В. Е. Микроскопическое описание мюонной конверсии в магических ядрах // ЯФ.— 1982.—35, вып. 6.— С. 1365—1373.
5. Муравьев С. Е., Урин М. Г. Электрические мультипольные гигантские резонансы и обратная мюонная конверсия // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1984.—48, № 2.— С. 344—349.
6. Борисоглебский Л. А. Монопольные переходы атомных ядер // УФН.— 1963.—81, вып. 2.— С. 271—334.
7. Church E. L., Wenner J. Electric-monopole transitions in atomic nuclei // Phys. Rev.— 1956.—103, N 4.— P. 1035—1044.
8. Таблицы по внутренней конверсии γ -лучей на высших оболочках атома / Л. А. Борисоглебский, Э. М. Андерсон, В. Ф. Трусов, Г. С. Шуляковский.— Минск.: Изд-во Белорус. ун-та, 1972.—116 с.
9. Schucan T. H. Exact calculation of inelastic electron scattering by nuclei // Nucl. Phys.— 1965.—81, N 3.— P. 417—447.
10. Мю-мезонная конверсия γ -излучения ядер / Ф. Ф. Карпешин, И. М. Банд, М. А. Листенгартен, Л. А. Слив // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1976.—40, № 6.— С. 1164—1175.
11. Банд И. М., Листенгартен М. А., Фересин А. П. Аномалии в коэффициентах внутренней конверсии γ -лучей.— Л.: Наука, 1976.—175 с.
12. Tassie L. J. A model of nuclear shape oscillations for γ -transitions and electron excitation // Austr. J. Phys.— 1956.—9, N 4.— P. 407—418.
13. Uberall H., Ugincius P. Elastic and inelastic electron scattering from nuclear multipole moments in the first-order approximation // Phys. Rev.— 1969.—178, N 4.— P. 1565—1583.