

A. N. Лавренов

ОБЛАСТЬ ФОРМИРОВАНИЯ МЮОННОЙ E_0 -КОНВЕРСИИ НА К-ОБОЛОЧКЕ

Известно, что процесс внутренней конверсии происходит в основном вблизи ядра [1]. Всесторонне рассмотрен данный вопрос для электронных коэффициентов внутренней конверсии (КВК) в [2]. Там же введена функция $y(x) = \alpha^{(rL)}(x)/\alpha^{(rL)}$, где КВК $\alpha^{(rL)}(x)$ отличается от КВК $\alpha^{(rL)} = \alpha^{(rL)}(\infty)$ тем, что бесконечный предел интегрирования по радиальной переменной полагается равным некоторому фиксируемому значению x , которое затем изменяется на отрезке $[0; \infty]$. Исследуя поведение $y(x)$ при возрастании x , можно говорить о вкладе различных областей атома в КВК и согласно [2] ввести следующие термины: а) область формирования КВК — область атома, которая вносит основной вклад (80—90 %) в КВК, б) радиус области формирования КВК — расстояние от центра ядра до точки, в которой функция $y(x)$ достигает асимптотического значения, равного единице.

В [2] показано, что эффективный радиус $r_{\text{эфф}}$ области формирования электронных КВК, как правило, меньше расстояния до первого шкуля волновой функции (ВФ) электрона дискретного или непрерывного спектра. В случае мюонной внутренней конверсии относительный вклад различных областей интегрирования в мюонные КВК для $Z = 54$ дан в [3]. При этом $r_{\text{эфф}}$ меньше удвоенного радиуса половины плотности. Что же касается электронной или мюонной E_0 -конверсии, то детального исследования области формирования абсолютной вероятности этого процесса на K -оболочке $W(E_0)$ не проведено (см., например, обзоры [4, 5]). Отметим, что ею считается область ядра [4, 6] из-за следующих факторов: во-первых, E_0 -конверсия происходит исключительно в результате проникновения электрона (мюона) внутрь ядра и, во-вторых, ВФ ядра спадают весьма быстро вне ядра. Поэтому нами предпринята попытка рассмотреть данный вопрос подробнее.

Мюонная E_0 -конверсия. По аналогии с работой [2] введем функцию

$$y(x) = 100 \% \frac{W(x)}{W(\infty)} \equiv 100 \% \frac{W(x)}{W(E_0)},$$

где

$$W(x) \approx \left| \int_0^x dR R^2 \rho_{\text{tr}}(R) \int_0^R dr [F_i F_f + G_i G_f] \left[\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right]^2 \right|^2,$$

и вычислим ее в моделях и по формулам, приведенным в [7] (обозначения и сокращения см. там же), для кинетических энергий мюона $E_{\text{кин}}$, равных 500, 900 кэВ, и атомного заряда $Z = 10—90$. Из полученных результатов следует, что в случае поверхностного распределения (ПР) заряда ядра основной вклад в $W(E_0)$ вносит область поверхности ядра, хотя в модели объемного тока (ОТ) этот вклад размыт по области $[0,5 R_0; R_0]$. В случае объемного распределения (ОР) область $[0,4 R_0; R_0]$ вносит вклад порядка 80—90 % во всех моделях, исключая модель поверхностного тока (ПТ), где область формирования $W(E_0)$ расположена примерно в 1,5 раза ближе к поверхности ядра.

Следовательно, эта область в случае мюонной E_0 -конверсии на K -оболочке очень чувствительна к распределению заряда ядра и выбору ядерной модели. В случае ПР она сосредоточивается в основном (примерно 80 %) вблизи поверхности $[0,6 R_0; R_0]$, а в случае ОР раз-

мазывается по области $[0,4 R_0; R_0]$, т. е. в какой-то мере соответствует характеру распределения заряда ядра. Вклад области $[0,7 R_0; R_0]$ в $W(E0)$ при переходе от легких ядер к тяжелым изменяется в полтора-два раза.

Зависимость области формирования $W(E0)$ от $E_{\text{кин}}$ мюона слабая. При возрастании $E_{\text{кин}}$ от 500 до 900 кэВ изменение значений $y(x)$ меньше 1 %, хотя оно стабильно увеличивается в различных моделях с ростом $E_{\text{кин}}$.

Для более полного исследования рассмотрим, как изменяются с ростом r ВФ мюона, и сравним это с вышеприведенными результатами. В мюонной релятивистской системе единиц для K -оболочки большая компонента ВФ дискретного спектра имеет максимум вблизи $r_i \sim \sim 1/\alpha Z$ рел. ед. Например, для $Z=10$ $r_i \approx 12$ рел. ед. и для $Z=80$ $r_i \approx \approx 3$ рел. ед. Малая компонента ВФ дискретного спектра и ВФ непрерывного спектра имеют максимумы на расстоянии, приблизительно в два раза меньшем r_i . В данной системе единиц радиус ядра мюона близок к r_i . Однако если для легких ядер $R_0 < r_i$, то для тяжелых $R_0 > r_i$ (переход происходит при $Z \approx 60$), но меньше расстояния r_{fo} , где ВФ непрерывного спектра имеет первый нуль.

Это означает, что область формирования $W(E0)$ в случае мюонной $E0$ -конверсии на K -оболочке с ростом Z перемещается к области максимума большой компоненты ВФ дискретного спектра и расположена от ядра на расстоянии, меньшем r_{fo} .

Электронная $E0$ -конверсия. Для сравнения мюонной $E0$ -конверсии с электронной аналогично исследуем электронную $E0$ -конверсию на K -оболочке для тех же значений кинетической энергии электрона в соответствующей системе единиц, т. е. вычислим $y(x)$ при $Z=10-90$ по формулам из [7] для $E_{\text{кин}}=2,4$ кэВ. Из полученных результатов следует, что зависимость относительного вклада различных областей атома в $W(E0)$ в случае электронной $E0$ -конверсии на K -оболочке от Z и $E_{\text{кин}}$ очень слабая. В случае ПР область формирования $W(E0)$ определяется отрезком $[0,7 R_0; R_0]$, а в модели ОТ размазывается по области $[0,5 R_0; R_0]$. В случае ОР основной вклад в $W(E0)$ вносит область $[0,5 R_0; R_0]$, хотя в модели ПТ область формирования $W(E0)$ расположена примерно в 1,4 раза ближе к поверхности ядра.

Следовательно, область формирования $W(E0)$ в случае электронной $E0$ -конверсии на K -оболочке также соответствует характеру распределения заряда ядра и выбору определенной ядерной модели. Что касается положений максимумов, минимумов и пуль ВФ электрона, то скажем следующее. В электронной релятивистской системе единиц для K -оболочки большая компонента ВФ электрона дискретного спектра также имеет максимум вблизи $r_i \sim 1/\alpha Z$ рел. ед. Но, учитывая малое значение радиуса ядра в случае электронной $E0$ -конверсии ($R_0 \sim 1,5 \times 10^{-2}$ рел. ед.), можно сделать вывод, что область формирования $W(E0)$ в случае электронной $E0$ -конверсии на K -оболочке сосредоточена вблизи точки $r=0$.

Таким образом, в случае электронной и мюонной $E0$ -конверсии область формирования $W(E0)$ определяется областью $[\approx 0,5 R_0; R_0]$. Однако из-за различия значений R_0 в соответствующих системах единиц данная область по-разному расположена относительно r_i в случае электронной и мюонной $E0$ -конверсии. Если в случае электронной $E0$ -конверсии значение R_0 мало и соответственно область формирования $W(E0)$ расположена в центре ядра, то в случае мюонной $E0$ -конверсии $R_0 \approx 3$ рел. мюон. ед. и область формирования $W(E0)$ в этом случае смешается к области максимума $-r_i$. Это в свою очередь приводит к заметной зависимости вклада различных областей атома в $W(E0)$ как от Z , так и от распределения заряда ядра в случае мюонной $E0$ -конверсии на K -оболочке по сравнению с таковой в случае электронной.

Отметим, что в обоих случаях область формирования $W(E0)$ очень чувствительна к выбору ядерной модели. В используемых ядерных моделях радиус области формирования $W(E0)$, очевидно, совпадает с радиусом ядра.

Розглянуто область формування абсолютної імовірності мюонної $E0$ -конверсії на K -оболонці. Показано, що вона в основному визначається інтервалом $[0.5R_0; R_0]$ у ядерних моделей поверхневих і об'ємних струмів, моделі Тассі. Проведено порівняння з електронною $E0$ -конверсією.

SUMMARY. The formation region of the absolute transition probability of muonic $E0$ -conversion on the K -shell is considered. It is shown that the region is mainly determined by the interval $[0.5R_0; R_0]$ in the following nuclear models: models of cover and volume currents, model of Tassie. The comparison with electron $E0$ -conversion is discussed.

1. Берестецкий В. Б. Внутренняя конверсия излучения магнитного мультиполя // ЖЭТФ.—1948.—18, вып. 12.—С. 1057—1069.
2. Band I. M., Sliv L. A., Trzhaskovskaya M. B. Formation region of internal conversion coefficients // Nucl. Phys. A.—1970.—156, N 1.—P. 170—182.
3. 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.
4. Борисоглебский Л. А. Монопольные переходы атомных ядер // УФН.—1963.—81, вып. 2.—С. 271—334.
5. Воинова-Елисеева Н. А., Митропольский И. А. 0+-состояния и $E0$ -переходы в четно-четных атомных ядрах // Изв. АН СССР. Сер. физ.—1986.—50, № 1.—С. 14—25.
6. Church E. L., Wenner J. Electric-monopole transitions in atomic nuclei // Phys. Rev.—1956.—103, N 4.—P. 1035—1044.
7. Лавренов А. Н. Калибровочные преобразования в $E0$ -конверсии // Вестн. БГУ. Сер. 1.—1987.—№ 3.—С. 3—6.

НИИ прикл. физ. пробл. им. А. Н. Севченко
Белорус. ун-та им. В. И. Ленина, Минск

Получено 15.02.88