

ОПИСАНИЕ ВЫХОДА e_0 -ЭЛЕКТРОНОВ С ПОВЕРХНОСТИ ИСТОЧНИКА ПРИ РАДИОАКТИВНОМ РАСПАДЕ

А. И. Феоктистов

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев, Украина

Получена формула для определения выходов e_0 -электронов из поверхности радиоактивного источника, исходя из представления, что вероятность испускания e_0 -электрона является переходом электрона поверхности в вакуум под действием возмущения, которое создается внезапным появлением электрического заряда вблизи поверхности (стряхивание).

При радиоактивном распаде с поверхности источника испускаются электроны очень малой энергии, которые в спектре электронов образуют пик, нашедший в литературе название как “пик нулевой энергии” [1]. Максимум пика находится при энергии $0,5 \div 1$ эВ. С ростом энергии его интенсивность быстро спадает и при энергии ~ 20 эВ ею можно пренебречь [2]. Такой же пик наблюдается при бомбардировке мишеней заряженными частицами. Электроны, формирующие “пик нулевой энергии”, мы называем электронами околонулевой энергии и обозначаем e_0 в отличие от остальных электронов спектра, которые мы называем быстрыми электронами и обозначаем e_f .

Предлагаем следующий механизм образования e_0 -электронов.[3] Если вблизи поверхности источника внезапно появляется электрический заряд, то он может вызвать переход электрона с поверхности в состояние непрерывного спектра. Процесс аналогичный эффекту встряски при β -распаде.

В соответствии с теоретическим описанием переходов под действием внезапно возникающего возмущения [4], вероятность перехода определяется формулой [5]

$$dW = \frac{\left| \int \psi_f^* \frac{\Delta Z e^2}{r} \psi_i^{(0)} dq \right|^2}{(E_{e_0} + |\varphi|)^2} dv = W_{if} dv, \quad (1)$$

где dW – вероятность стряхивания электрона, находящегося на поверхности в интервале от E_{e_0} до $E_{e_0} + dE$; $\psi_i^{(0)}(q)$ – волновая функция электрона поверхности в момент образования заряда; $\psi_f^*(q)$ – волновая функция e_0 -электрона в непрерывном спектре при покидании поверхности источника; q – координаты волновой функции; $\Delta Z e$ – внезапно возникающий заряд, r – расстояние от места возникновения заряда до электрона поверхности, E_{e_0} – энергия e_0 -электрона; φ – работа выхода электрона; dv – число состояний e_0 -электронов в интервале энергии от E_{e_0} до $E_{e_0} + dE$; W_{if} представляет вероятность перехода из состояния i в состояние f .

Вероятность перехода ($i \rightarrow f$) может быть определена и из интеграла перекрытия волновых функций [4].

$$W_{if} = \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2. \quad (2)$$

Обе волновые функции являются стационарными, каждая для своего гамильтониана \hat{H}_0 и $\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{V}$, поэтому они имеют вид $\Psi(q)e^{-i\frac{E}{\hbar}t}$ и вероятность перехода не зависит от характера или величины возмущения, но требуется выполнение закона сохранения энергии

$$\frac{\Delta Z e^2}{r} = E_f - E_i^{(0)} = E_{e_0} + |\varphi|. \quad (3)$$

Поскольку в процессе перехода функция $\psi_i^{(0)}(q)$ остается “замороженной”, в уравнении (1) мы можем вынести из-под знака интеграла $\frac{\Delta Ze^2}{r}$ и перейти к рассмотрению энергетического распределения e_0 -электронов.

Распределение e_0 -электронов по энергии, которое зависит от плотности конечных состояний $\sim \sqrt{E}$, описывается выражением

$$\frac{dN}{dE} = \frac{a\sqrt{E}}{(E+|\phi|)^2}, \quad (5)$$

где $a = \frac{\sqrt{2}m^{3/2}V\delta^3}{\pi^2h^3}$, а m – масса электрона. За $V = \frac{A}{\rho N_A}$ мы принимаем объем одного атома, где могут находиться e_0 -электроны. Здесь A – атомный вес, ρ – плотность и N_A – число Авогадро. Коэффициент $\delta = \frac{x}{\sqrt[3]{V}}$ показывает, во сколько раз расстояние x между двумя электронами, способными покинуть поверхность источника и перейти в вакуум, больше (меньше), чем расстояние между соседними атомами.

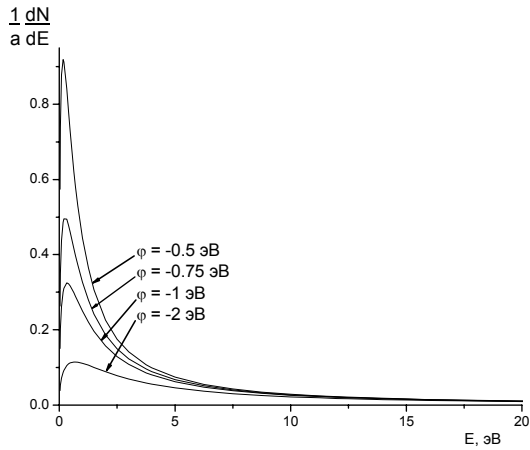


Рис. 1. Распределение e_0 -электронов по энергии для различных значений работы выхода ϕ .

На рис. 1 показано распределение e_0 -электронов при некоторых значениях работы выхода ϕ . Оно представляет собой узкий пик с максимумом, который расположен при энергии $E = \frac{|\phi|}{3}$ и положение которого не зависит от величины энергии возмущения $\frac{\Delta Ze^2}{r}$. При энергии e_0 -электронов ~ 20 эВ его интенсивностью можно пренебречь. Полуширина пика увеличивается с увеличением работы выхода от $\phi = -0,5$ до $\phi = -2$ эВ с 0,9 до 2,7 эВ соответственно. Основную роль в испускании e_0 -электронов играют электроны, находящиеся на таком расстоянии от заряда, когда $\frac{\Delta Ze^2}{r} \sim |\phi|$.

В наших измерениях распределение e_0 -электронов по энергии определялось как производная от кривой задержки счета e_0 -электронов при приложенном запирающем напряжении между источником и детектором e_0 -электронов (две микроканальные пластины, сложенные в виде шеврона).

На рис. 2 представлены кривая задержки, ее производная и теоретическое распределение по энергии для источника ^{238}Pu , где за работу выхода принято значение $\phi = -0,5$ эВ. Расчетное значение dN/dE при $E = 1$ эВ было приравнено к экспериментальному значению в этой точке. Вблизи нуля и при отрицательных значениях напряжения на источнике, когда e_0 -электроны испытывают ускорение, кривая задержки искажается из-за вытягивания на детектор электронов, испускаемых источником в разных направлениях, и поэтому эта часть распределения не должна приниматься во внимание.

Возмущение электронов поверхности от внезапно возникающего заряда, находящихся на разных расстояниях r от него, представлено на рис. 3 в виде конуса высотой h , в вершине которого расположен заряд, а основание находится на поверхности источника. Образующей конуса соответствует энергия возмущения $\frac{\Delta Ze^2}{r} = |\phi|$, передаваемая зарядом электрону поверхности, который расположен на пересечении ее с основанием конуса. Все электроны, находящиеся на окружности основания конуса, получают равную энергию. Внутри конуса все электроны, расположенные на концентрических окружностях, также получают одинаковую энергию, но большую, чем соответствующие образующей конуса. Наконец, электрон, находящийся в центре круга, получает наибольшую энергию, равную $\frac{\Delta Ze^2}{h}$. Вне этого круга электроны получают меньшую энергию, чем $|\phi|$, не позволяющую осуществить переход в вакуум.

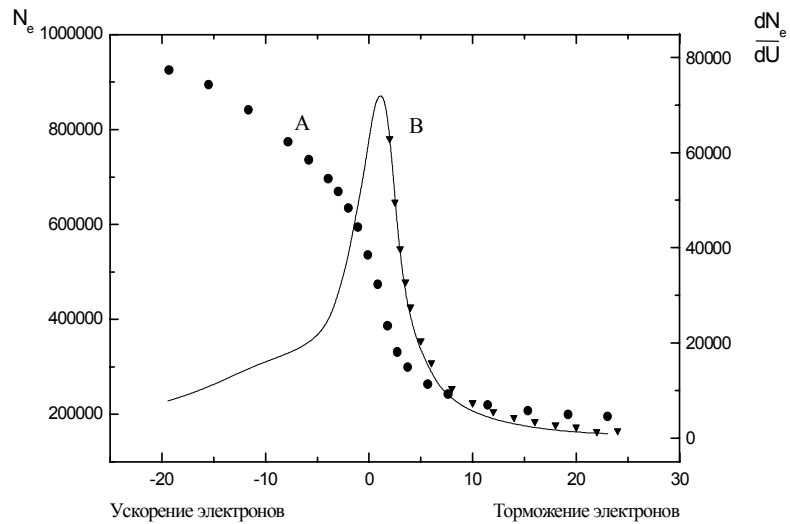


Рис. 2. Экспериментальное определение распределения e_0 -электронов по энергии. А - кривая задержки; В - распределение e_0 -электронов по энергии (производная от кривой задержки); \blacktriangledown - расчет распределения e_0 - электронов по энергии по формуле (5).

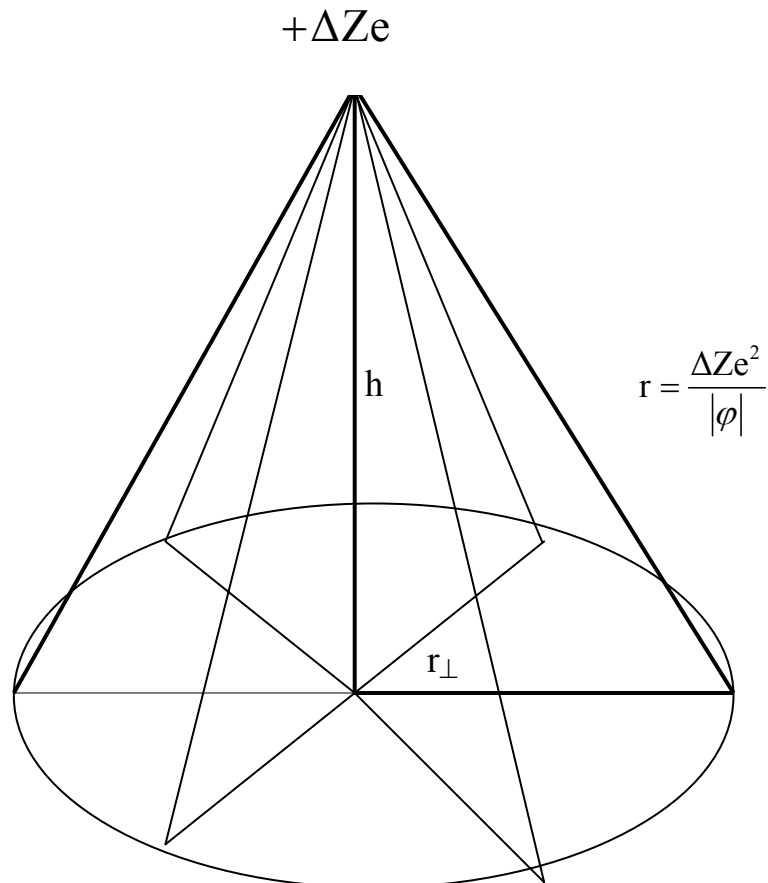


Рис. 3. Конус взаимодействия заряда, расположенного у вершины, с электронами поверхности, расположенными на основании конуса.

Выход e_0 -электронов в вакуум при возмущении зарядом всех поверхностных электронов, расположенных вдоль радиуса круга r_{\perp} , в пределах от максимального расстояния между источником и электроном поверхности $r_{\max} = \frac{\Delta Ze^2}{|\varphi|}$ до минимального расстояния, равного h , можно записать следующим образом:

$$Y_{\perp}(h) = \left(\frac{\Delta Ze^2}{h} \right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2 \int_0^{E_{\max}} \frac{a\sqrt{E}}{(E+|\varphi|)^2} dE, \quad (6)$$

где $E_{\max} = \frac{\Delta Ze^2}{h} - |\varphi|$, а $\int_0^{E_{\max}} \frac{\sqrt{E}}{(E+|\varphi|)^2} dE = \frac{1}{\sqrt{|\varphi|}} \arctg \sqrt{\frac{\Delta Ze^2}{h|\varphi|}} - 1 - \left(\frac{\Delta Ze^2}{h} \right)^{-1} \sqrt{\frac{\Delta Ze^2}{h} - |\varphi|}$.

Зная выход e_0 -электронов, расположенных вдоль радиуса r_{\perp} , мы можем вычислить выход для всех электронов, находящихся в круге.

Окончательная формула для выхода e_0 -электронов из источника толщиной d , когда заряд $+\Delta Ze$ возникает равномерно по толщине источника d , атомных слоев имеет вид:

$$Y(d) = \frac{1}{d} \sum_{h=1x}^{h=dx} \sqrt{\left(\left(\frac{\Delta Ze^2}{\varphi} \right)^2 - h^2 \right)} \left(\frac{\Delta Ze^2}{h} \right)^2 \left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|^2 \frac{\sqrt{2m^3} A \delta^2}{\pi \hbar^3 \rho N_A} \left[\frac{1}{\sqrt{|\varphi|}} \arctg \sqrt{\frac{\Delta Ze^2}{h|\varphi|}} - 1 - \left(\frac{\Delta Ze^2}{h} \right)^{-1} \sqrt{\frac{\Delta Ze^2}{h} - |\varphi|} \right]. \quad (7)$$

Первый множитель в формуле (7) представляет собой радиус круга основания конуса, выраженный в числе атомных слоев. С изменением h он мало меняется и слабо влияет на изменение $Y(d)$.

Выход e_0 -электронов для различных толщин источников определяется зависимостью $\left(\frac{\Delta Ze^2}{h} \right)^2$.

Выход быстро падает с ростом расстояния от заряда до поверхности h , чем и объясняется появление приповерхностного слоя источника. Так, например, выход e_0 -электронов при ионизации атомов в пятом слое составляет лишь 4 % от выхода в первом слое источника.

Выражение в квадратных скобках в конце формулы (7) представлено на рис. 4 в виде графика его зависимости от энергии e_0 -электронов. С ростом энергии возмущения $\frac{\Delta Ze^2}{h}$ в пять раз выражение в квадратных скобках изменяется в три раза, однако в общем его влияние на изменение выхода $Y(d)$ мало, поскольку $Y(d)$ определяется близкими между собой значениями h .

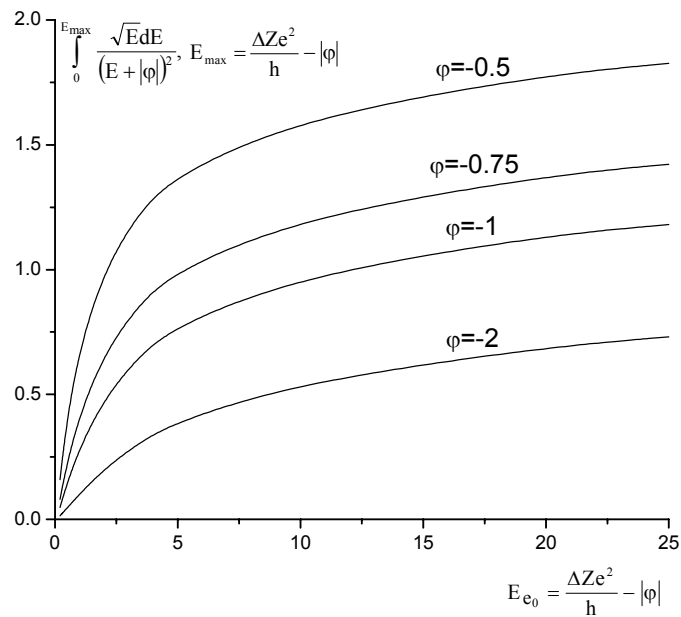


Рис. 4. Зависимость $\int_0^{E_{\max}} \frac{\sqrt{E}}{(E+|\varphi|)^2} dE$ от энергии e_0 -электронов при различных значениях работы выхода φ .

Такая же зависимость выхода e_0 -электронов должна наблюдаться и при бомбардировке мишеней заряженными частицами.

В заключение оценим по формуле (7) значение матричного элемента $\left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right|$ перехода при β^- -распаде ^{46}Sc . Из наших измерений [6] следует, что $Y = 0,5 e_0$, $\Delta Ze = +1,5e$, а из кривой задержки следует, что $\varphi = -0,75$ эВ. При этих значениях величин и $\delta = 1$ получается, что матричный элемент перехода $i \rightarrow f$ составляет $\left| \int \psi_f^* \psi_i^{(0)} dq \right| = 0,08$.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Freedman M.S., Porter F.T., Wagner F.I., Day P.P.* // Phys. Rev. - 1957. - Vol. 108. - P. 836.
2. *Бобыкин Б.В., Бурминский В.П., Любов С.К.* // Поверхность. Физика, химия, механика. - 1992. - Vol. 9. - P. 71.
3. *Купряшкин В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктистов А.И. и др.* // Изв. РАН. Сер. физ. - 2003. - Т. 67, № 10. - С. 1446.
4. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Квантовая механика. - М.: Наука, 1974. - С. 179.
5. *Купряшкин В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П.* // Изв. РАН. - 2004. - Т. 68, № 8. - С. 1208.
6. *Купряшкин В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктистов А.И., Шаповалова И.П.* // Изв. РАН. - 2005. - Т. 69, № 11 - С. 1657.

DESCRIBING OF e_0 -ELECTRON YIELD FROM THE SOURCE SURFACE DURING RADIOACTIVE DECAY

A. I. Feoktistov

The formula of e_0 -electron yield from the surface of radioactive source is obtained starting from the representation of e_0 -emission as surface electron transition into the vacuum owing to perturbation by sudden appearance of electric charge near the surface.

ОПИС ВИХОДУ e_0 -ЕЛЕКТРОНІВ ІЗ ПОВЕРХНІ ДЖЕРЕЛА ПРИ РАДІОАКТИВНОМУ РОЗПАДІ

О. І. Феоктістов

Одержано формулу для визначення виходів e_0 -електронів з поверхні радіоактивного джерела, виходячи з представлення, що ймовірність випускання e_0 -електрона є переходом електрона поверхні у вакуум під дією збурення, що створюється раптовою появою електричного заряду поблизу поверхні (струс).