

**ИССЛЕДОВАНИЕ ЗАВИСИМОСТИ ВЫХОДА e_0 -ЭЛЕКТРОНОВ ОТ РАССТОЯНИЯ
МЕЖДУ МЕСТОМ ВОЗНИКНОВЕНИЯ РАДИОАКТИВНОГО РАСПАДА
И ПОВЕРХНОСТЬЮ В ИСТОЧНИКАХ ^{64}Cu**

**А. И. Феоктистов, А. А. Вальчук, А. В. Коваленко, Н. Ф. Коломиец, В. Т. Купряшкин,
Л. П. Сидоренко, И. П. Шаповалова**

Институт ядерных исследований НАН Украины, Киев

Измерены выходы электронов околонулевой энергии e_0 из источников различной толщины при радиоактивном распаде ^{64}Cu . При малых толщинах источника ^{64}Cu выход e_0 -электронов Y_{e_0} резко возрастает и качественно описывается зависимостью $Y_{e_0} \sim r^{-2}$, где r – расстояние от места возникновения заряда до поверхности источника.

Введение

При радиоактивном распаде с поверхности источника всегда наблюдается испускание в вакуум электронов малой энергии. В спектре электронов они образуют “пик нулевой энергии” [1]. Максимум его энергетического распределения находится при энергии $\sim 0,5$ эВ, а полуширина составляет ~ 1 эВ. С ростом энергии интенсивность испускания этих электронов быстро падает и уже при энергии ~ 20 эВ ею можно пренебречь [2]. Электроны, образующие “пик нулевой энергии”, мы называем электронами околонулевой энергии и обозначаем, как e_0 -электроны. Положение максимума, полуширина “пика нулевой энергии”, а также его интенсивность зависят от многих внешних факторов: от пребывания в атмосфере окружающего остаточного газа, нагрева и охлаждения, приложенных небольших электрических полей, атомного состава адсорбированной на поверхности пленки [2]. Это позволило авторам работы [2] сделать вывод о том, что эмиссия e_0 -электронов происходит с поверхности радиоактивного источника. Они определили ее как “истинно вторичная электронная эмиссия адсорбатов, возбуждаемая радиоактивным излучением”. Однако по какой причине происходит эмиссия e_0 -электронов, в этих работах не рассматривается.

По нашим представлениям причиной испускания e_0 -электронов с поверхности радиоактивного источника является внезапное возникновение электрического заряда вблизи поверхности. Такой заряд может возникнуть непосредственно при радиоактивном распаде или вследствие ионизации атомов при прохождении радиоактивного излучения сквозь поверхность [3]. Испускание e_0 -электронов с поверхности происходит и при бомбардировке мишени заряженными частицами, когда частица проходит сквозь приповерхностный слой, создавая в нем ионизацию, в результате которой также образуется электрический заряд.

Для разных типов радиоактивного распада (α -, β^\pm -, электронный захват, внутренняя конверсия, оже-электроны) появляется заряд разной величины ΔZe , который вызывает разную пропорциональную $(\Delta Ze)^2$ интенсивность испускания e_0 -электронов [3]. По мере увеличения расстояния r между местом возникновения заряда и поверхностью интенсивность e_0 -электронов быстро спадает и на расстоянии 5 - 6 атомных слоев заряд практически не влияет на выход e_0 -электронов и эмиссия прекращается. Эти несколько атомных слоев мы называем приповерхностным слоем. Возникновение e_0 -электронов подобно появлению электронов “встряски” при β^- -распаде, где они также возникают при внезапном изменении заряда ΔZe [4], только при этом стряхиваются электроны собственной оболочки атома, а в нашем случае электроны стряхиваются с поверхности. В квантовой механике такое явление описывается временным уравнением Шредингера, когда под действием внезапного возмущения система может переходить из одного состояния в другое. Оно рассмотрено, например, в книге Ландау и Лифшица [5]. В нашем случае вероятность перехода поверхностного электрона в вакуум под действием возмущения $\frac{\Delta Ze}{r}$ может быть описано формулой

$$dW_{if} = \frac{\left| \int \Psi_f^* \frac{\Delta Ze^2}{r} \Psi_i^{(0)} dq \right|^2}{(E_{e_0} + \phi)^2} dv, \quad (1)$$

где dW_{if} - вероятность стряхивания e_0 -электрона с поверхности; $\Psi_i^{(0)}(q)$ - волновая функция электрона в момент возникновения заряда; $\Psi_f^*(q)$ - волновая функция e_0 -электрона в непрерывном спектре при покидании им поверхности; E_{e_0} - энергия e_0 -электрона в непрерывном спектре;

φ - работа выхода; $d\nu$ - число состояний e_0 -электрона в интервале энергии E_0 до $E_0 + dE$. Чтобы определить выход e_0 -электронов Y_{e_0} , нужно W_{if} просуммировать по всем электронам поверхности, способных совершить переход, и усреднить по толщине источника g , где возникает заряд.

Цель данной работы заключается в исследовании зависимости интенсивности испускания e_0 -электронов от расстояния g между поверхностью источника и местом образования заряда в приповерхностном слое. Такие исследования ранее не проводились. Как обычно, нами использовались источники, находящиеся в естественном состоянии, т.е. с "грязной" поверхностью, когда на ней могут адсорбироваться атомы других элементов, в основном кислород. Мы не исследовали свойства поверхности, а сосредоточились на причине появления e_0 -электронов и общих свойствах этого явления.

Приготовление источников

На алюминиевые подложки $\varnothing 24$ мм и толщиной 5,6 мкм была напылена медь в виде пятна $\varnothing 15$ мм разной толщины, а на одну из подложек вообще не напылялась медь. Эти образцы вместе с образцом-свидетелем (^{95}Zr массой 1,6 мг) одновременно облучались нейтронами в реакторе. В результате облучения получались радиоактивные источники ^{64}Cu разной толщины. Распад ^{64}Cu ($T_{1/2} = 12,7$ ч) в 41 % случаев происходит путем электронного захвата и в 40 % случаев – путем β^- -распада. В остальных 19 % случаев происходит β^+ -распад с дальнейшей аннигиляцией позитронов путем испусканием двух γ -квантов с энергией 511 кэВ. Это позволяло определять активности источников по γ -лучам с помощью Ge(Li)-детектора. После определения их активностей по отношению к активности образца-свидетеля определялись толщины всех источников. При облучении на реакторе в алюминиевых подложках образовывались активности ^{72}Ga ($T_{1/2} = 14,1$ ч) и ^{24}Na ($T_{1/2} = 15,0$ ч). Кроме того, образовывался также ^{56}Mn ($T_{1/2} = 2,6$ ч), который к началу измерений практически распадался. Все эти активности распадаются путем β^- -распада и вносят свой вклад в образование e_0 -электронов. Наконец, из-за примеси меди в алюминиевой подложке образовывалась дополнительно и активность ^{64}Cu , которую нужно было также принимать во внимание при анализе проведенных измерений. Для этого активность образца, не имеющего напыленной меди, после облучения на реакторе вычиталась из активности остальных источников, оставляя только активность напы-

ленных образцов ^{64}Cu , т.е. она представляла фон в проведенных измерениях.

Условия проведения эксперимента

Условия проведения эксперимента были следующие. Внутри вакуумной камеры на расстоянии 5 см друг от друга располагались источник и шеврон из двух микроканальных пластин (МКП), с помощью которых регистрировались e_0 -электроны и e_f – быстрые электроны. Для более полного собирания e_0 -электронов на поверхность МКП подавалось напряжение 120 В. При напряжении на источнике 0 В МКП регистрируют как e_0 так и e_f -электроны, интенсивность которых $N_{e_0+e_f}$. Если же вместо 0 В на источник подать +160 В, то будут регистрироваться только быстрые e_f -электроны, интенсивность которых N_{e_f} (в основном, β -частицы). Таким образом, число зарегистрированных e_0 -электронов определяется как разность $N_{e_0}^{\Sigma} = N_{e_0+e_f} - N_{e_f}$, где $N_{e_0}^{\Sigma}$ - регистрация e_0 -электронов от напыленного слоя меди и от подложки вместе. Таким же образом определяется число e_0 -электронов, зарегистрированных для источника, не имеющего напыления $N_{e_0}^{\Phi} = N_{e_0+e_f} - N_{e_f}$. Если все измерения приводить к интервалу времени 1 с, то вероятность регистрации e_0 -электронов, приходящаяся на один акт распада от активности напыленного слоя ^{64}Cu определяется после вычитания интенсивности $N_{e_0}^{\Phi}$ источника, не имеющего напыления, как

$$R_0 = \frac{N_{e_0}^{\Sigma} - N_{e_0}^{\Phi}}{A_{Cu}^{\Sigma} - A_{Cu}^{\Phi}},$$

где A_{Cu}^{Σ} и A_{Cu}^{Φ} - активности источника ^{64}Cu с напылением меди и без него. Наконец, выход e_0 -электронов от источника ^{64}Cu будет определяться по формуле

$$Y_{e_0} = \frac{R_0}{\eta \varepsilon_0},$$

где η - доля собираемых e_0 -электронов, а ε_0 - эффективность регистрации e_0 -электронов МКП ($\eta \varepsilon_0 = 0,07$).

В отличие от предыдущих наших работ, где исследовались выходы для различных типов радиоактивного распада, в этой работе фиксировались все e_0 -электроны, без различия типа распада, их порождающего.

Прежде чем представить результаты измерений, остановимся более подробно на определении

толщины источников. Кроме толщин m , измеряемых в $\text{мкг}/\text{см}^2$, используем также выражение для толщин в числах атомных слоев k по формуле

$$k = m^3 \sqrt{N_A / \rho^2 A}, \quad (2),$$

здесь m – масса, $\text{г}/\text{см}^2$; A – атомный вес, г ; N_A – число Авогадро; ρ – плотность, $\text{г}/\text{см}^3$. При этом исходили из того, что размер атомного слоя определяется как сторона кубика, занимаемого одним атомом.

Результаты измерений приведены в таблице.

Зависимость выхода e_0 -электронов Y_{e_0} от толщины источника ^{64}Cu

Толщина источника, $\text{мкг}/\text{см}^2$	Число атомных слоев k	Выход e_0 -электронов Y_{e_0}
0,04	0,20	$3,9 \pm 1,4$
0,05	0,25	$3,6 \pm 0,5$
0,14	0,7	$3,1 \pm 0,5$
0,2	1,0	$2,6 \pm 0,2$
0,22	1,1	$2,3 \pm 0,4$
0,44	2,2	$1,6 \pm 0,1$
0,76	3,8	$1,7 \pm 0,1$
1,18	5,9	$1,1 \pm 0,1$
2,2	11	$0,67 \pm 0,07$
2,4	12	$0,63 \pm 0,04$
4,4	22	$0,39 \pm 0,07$
4,8	24	$0,27 \pm 0,03$
5,4	27	$0,34 \pm 0,04$
6	30	$0,31 \pm 0,04$

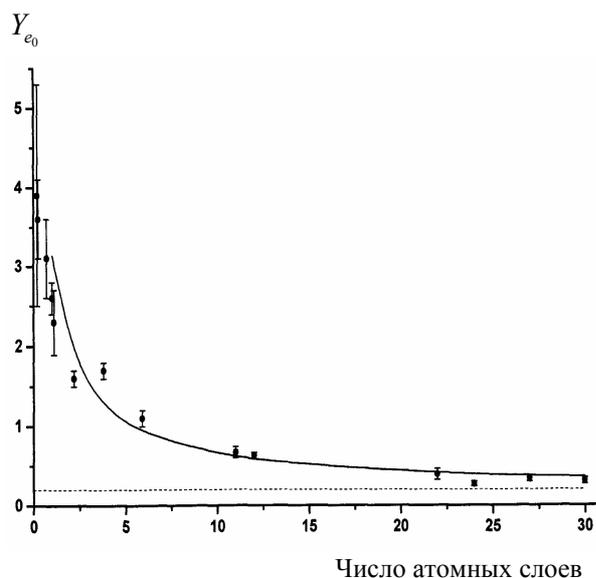
Обсуждение результатов измерений

На рисунке нанесены значения выхода e_0 -электронов Y_{e_0} в зависимости от толщины напыления ^{64}Cu , выраженной в атомных слоях и усредненной по толщине источников.

Для сравнения сплошной линией показана зависимость выхода от толщины источника, рассчитанная в предположении, что выход e_0 -электронов от отдельного слоя атомов ^{64}Cu пропорционален г^{-2} . Она строилась по формуле

$$Y_{e_0}(k) = A \frac{1}{k} \sum_{i=1}^k \frac{1}{k_i^2} + \delta,$$

где $Y_{e_0}(1) = A$, $Y_{e_0}(2) = \frac{A}{2} \left(1 + \frac{1}{4} \right)$ и т.д., а A – нормировочный коэффициент, δ – выход от внешней ионизации, который показан на рисунке пунктирной линией.



Зависимость выхода e_0 -электронов Y_{e_0} от толщины источника ^{64}Cu . Кривая нормирована на $Y_{e_0}(11) = 0,66_{e_0}$.

Выход Y_{e_0} , соответствующий большим толщинам источника, определяется зарядом, образующимся при внешней ионизации, возникающей при прохождении быстрых электронов, и зарядом, образующимся при радиоактивном распаде в самом приповерхностном слое. Большинство радиоактивных ядер находится далеко от поверхности, поэтому их собственный заряд не возмущает электроны на поверхности. Оставшаяся часть выхода при этой толщине определяется выходом e_0 -электронов от радиоактивного распада атомов в приповерхностном слое. При толщине, равной 11 - 12 атомным слоям, на выход e_0 -электронов из источника начинает заметно влиять активность, находящаяся в приповерхностном слое, и кривая $Y_{e_0}(k)$ поднимается вверх. При дальнейшем уменьшении толщины источника подъем кривой продолжает нарастать, поскольку основную роль в образовании e_0 -электронов играет уже активность приповерхностного слоя, где все образующиеся при радиоактивном распаде заряды непосредственно вызывают эмиссию e_0 -электронов. Далее в самом приповерхностном слое при уменьшении его толщины подъем кривой еще более увеличивается, поскольку остаются более близкие к поверхности атомные слои, которые дают больший выход e_0 -электронов на один акт распада ^{64}Cu . Заканчиваются измерения Y_{e_0} на толщинах 0,20 и 0,15 атомного слоя. Дробные значения атомных слоев являются результатом определения толщины по массе вещества на 1 см^2 поверхности. Понятие слоя в этом случае довольно условно, так как слой материала на подложке “рыхлый”.

т.е. его плотность становится меньше, а сама активность расположена в виде островков. В исследованиях вторичной электронной эмиссии также приводятся дробные части атомных слоев [6]. Так, например, при измерениях зависимости коэффициента вторичной эмиссии электронов (КВЭ) от энергии падающих на мишень электронов при разных толщинах напыления материала встречаются зависимости КВЭ для толщин напыления 0,5 и даже 0,3 атомного слоя. Мы также, вслед за работами [6], принимаем к рассмотрению дробные значения слоев, поскольку они все-таки как-то ближе к поверхности и выход e_0 -электронов для них продолжает расти с уменьшением толщины источника, как и для целочисленных значений атомных слоев.

Отклонение экспериментальных точек от сплошной линии можно объяснить ошибками измерений при проведении эксперимента (статистическими, систематическими, сменой источников во время измерений) либо особенностями

напыления слоя меди, а также другими неизвестными нам причинами. Теоретическая кривая в общем удовлетворительно описывает рассматриваемую зависимость, за исключением малых толщин источников, когда экспериментальные значения хотя и следуют общей тенденции, но “не успевают” за ходом расчетной кривой. По-видимому, это объясняется несовершенством напыленного слоя.

Отсюда можно сделать вывод, что выход e_0 -электронов в зависимости от атомного слоя источника, в котором произошел радиоактивный распад, качественно согласуется с зависимостью $Y_{e_0} = \gamma^{-2}$ и подтверждает справедливость применения формулы (1) для описания вероятности стряхивания электронов околонулевой энергии с поверхности твердого тела при внезапном возникновении электрического заряда вблизи поверхности.

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. – № 9. – С. 71.
3. *Купряшкин В.Т., Сидоренко Л.П., Феоктистов А.И., Шаловалова И.П.* // Изв. РАН. Сер. физ. – 2003. – Т. 67, № 10. – С. 1446.
4. *Фейнберг Е.Л.* // ЯФ. – 1965. – № 1. – С. 612.
5. *Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М.* // Квантовая механика. – М.: Наука, 1974. – С. 181.
6. *Бронштейн И.М., Фрайман Б.С.* // Вторичная электронная эмиссия. – М.: Наука, 1969. – С. 172 и 219.

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ВИХОДУ e_0 -ЕЛЕКТРОНІВ ВІД ВІДСТАНІ МІЖ МІСЦЕМ ВИНИКНЕННЯ РАДІОАКТИВНОГО РОЗПАДУ ТА ПОВЕРХНЕЮ В ДЖЕРЕЛАХ ^{64}Cu

О. І. Феоктистов, А. О. Вальчук, О. В. Коваленко, М. Ф. Коломієць, В. Т. Купряшкін, Л. П. Сидоренко, І. П. Шаповалова

Виміряно виходи електронів близьконульової енергії e_0 із джерел різної товщини при радіоактивному розпаді ^{64}Cu . При малих товщинах джерела ^{64}Cu вихід e_0 -електронів Y_{e_0} різко зростає і якісно описується залежністю $Y_{e_0} \sim \gamma^{-2}$, де γ – відстань від місця виникнення заряду до поверхні джерела.

INVESTIGATION OF e_0 -ELECTRON YIELD ON THE DISTANCE FROM THE POINT OF RADIOACTIVE DECAY ARISING TO THE SURFACE IN ^{64}Cu SOURCES

A. I. Feoktistov, A. A. Val'chuk, A. V. Kovalenko, N. F. Kolomiets, V. T. Kupryashkin, L. P. Sidorenko, I. P. Shapovalova

Near-zero energy electron yield Y_{e_0} from the sources with different thickness in radioactive decay ^{64}Cu were measured. Yield of e_0 -electrons sharply increases for the sources with small thickness of ^{64}Cu and can be qualitatively described by $Y_{e_0} \sim \gamma^{-2}$ – dependence, where γ – distance from charge location to the surface of source.

Поступила в редакцію 24.05.06,
после доработки – 06.10.06.