

УДК 533.93; 539.2

Взаимодействие быстрых ионов гелия с эмиттером радиоизотопного источника тока

*В. М. Балебанов, Н. С. Ерохин, Н. Н. Зольникова,
Л. А. Михайловская, С. С. Моисеев*

Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

Рассмотрено взаимодействие потока ионов гелия с начальными энергиями $E_\alpha = 5$ МэВ с гетерогенной средой эмиттера вторично-эмиссионного радиоизотопного источника тока. Разработаны аппроксимационные формулы для тормозной способности композитной среды, пробегов заряженных частиц; вычислена эффективная толщина эмиттера батареи. Обсуждены оптимальные условия для генерации электрического тока вторичных электронов, оптимальный выбор характеристик демонстрационного образца батареи.

Метод прямого преобразования ядерной энергии в электрическую представляет большой интерес для целого ряда приложений, в частности, в автономных источниках энергии для бор-

товой аппаратуры при научных исследованиях в дальнем космосе, в микроэлектронике, при использовании для питания оборудования в труднодоступных местностях и др. Детальное обос-

нование его реализуемости в батареях типа вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока (ВЭРИИТ) на основе неравновесных степенных распределений электронов по энергии было дано, например, в работах [1, 2]. Тем не менее, для создания опытных образцов такого источника тока необходимо дополнительно исследовать ряд вопросов и, в частности, более детально рассмотреть процессы релаксации быстрых α -частиц в эмиттере ВЭРИИТ, включая оценки пробегов α -частиц в многослойной системе эмиттера; выполнить анализ распределений частиц в многослойной системе эмиттера и набиваемых сверхтепловых электронов; подтвердить эффективность вторичной электронной эмиссии из тонких металлических пленок; определить диапазон доступных толщин этих пленок и максимального КПД преобразования ядерной энергии в электрическую; оценить радиационную стойкость эмиттера и срок его службы при флюенсах α -излучения, которые характерны для источников тока ВЭРИИТ.

Принципиальная схема батареи ВЭРИИТ представлена на рис. 1, где показаны радиоизотопный слой (источник быстрых ионов, например ионов гелия), Ве- и Си-металлические пленки, являющиеся эмиттером сверхтепловых электронов, с толщиной каждой пленки $\ell_{\text{Ве}} = \ell_{\text{Си}} \sim (50-100)$ нм и характерной площадью ~ 1 см², и изолирующие прослойки типа диэлектрической сетки. При технической реализации ВЭРИИТ вместо бериллия и меди могут использоваться другие материалы. Принцип действия батареи состоит в том, что поток быстрых ионов от радиоизотопного источника (ионизирующее излучение), проходя через тонкие металлические

(ВЭЭ) рядом находящиеся пленки Ве и Си заряжаются по-разному. В результате между ними возникает разность потенциалов, по оценке работ [1, 2] она будет порядка $U \sim 10$ В. При замыкании пленок на внешнюю нагрузку в последней возбуждается электрический ток. Параллельное соединение соответствующих пленок увеличивает ток в нагрузке. Согласно [1, 2] КПД преобразования кинетической энергии α -частиц в электрическую может достигать 30 %, что значительно выше уровня, достигнутого в других типах радиоизотопных источников.

Цель настоящей работы — анализ взаимодействия ионизирующего излучения от α -источника со слоистой гетерогенной средой эмиттера батареи ВЭРИИТ, а также рассмотрение следующих вопросов:

разработка аппроксимационных формул для неупругих взаимодействий быстрых ионов гелия от радиоизотопного источника ²¹⁰Po с материалами эмиттера батареи с оценкой эффективной толщины эмиттера;

разработка аппроксимационных формул для средней длины свободного пробега быстрых электронов, порождаемых ионизирующим излучением в пленках эмиттера;

анализ вольт-амперной характеристики батареи.

Аппроксимационные формулы для неупругих взаимодействий ионов гелия с веществом эмиттера

Основной характеристикой неупругих потерь энергии быстрых ионов является тормозная способность (stopping power) среды, через которую проходит поток заряженных частиц. В случае радиоизотопного источника ВЭРИИТ в качестве ионизирующего излучения предлагается использовать α -частицы с начальной энергией E_0 порядка $3 \div 10$ МэВ. Так, для α -источника на основе полония ²¹⁰Po начальная энергия этих частиц равна 5,3 МэВ.

Наиболее полные данные по массовой тормозной способности $\alpha_1(E)$ различных веществ приведены в виде таблиц в работе [3] для диапазона энергий быстрых ионов (100 кэВ \div 100 МэВ), причем массовая тормозная способность $\alpha_1(E)$ дана в единицах МэВ·см²/г. Для анализа ионизационных процессов в эмиттере ВЭРИИТ более удобна тормозная способность материалов $\alpha(E)$ в единицах МэВ/мкм. Связь между $\alpha_1(E)$ и $\alpha(E)$ определяется формулой $\alpha(E) = \alpha_1(E)\rho \cdot 10^{-4}$, где ρ — плотность вещества эмиттера, г/см³. При выборе аналитических аппроксимаций для $\alpha(E)$ будем исхо-

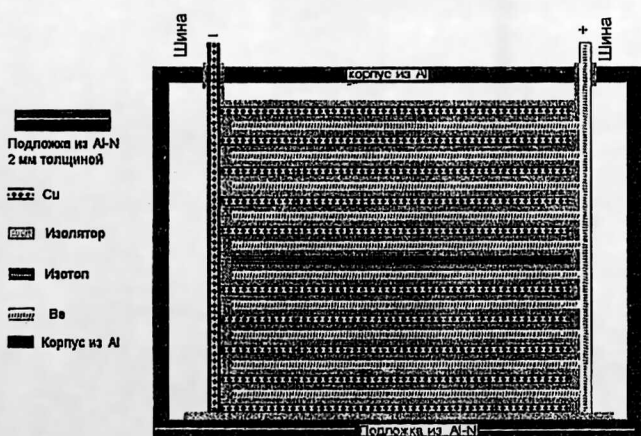


Рис. 1. Принципиальная схема батареи ВЭРИИТ

пленки, порождает неравновесные степенные распределения набиваемых электронов и вызывает повышенную эмиссию с поверхности пленок вторичных электронов. Из-за различия в коэффициентах вторичной электронной эмиссии

дить из вида асимптотик тормозной способности при малых и больших энергиях быстрого иона [4]:

$$\begin{aligned} \alpha(E) &\sim E_\alpha^{1/2}, \quad v_\alpha \ll v_B; \\ \alpha(E) &\sim (1/E_\alpha) \ln(D E_\alpha), \quad v_\alpha \gg v_B, \end{aligned} \quad (1)$$

где $v_B = e^2 Z_\alpha^2 / \eta$;
 D — константа;
 Z_α — заряд иона;
 \hbar — постоянная Планка.

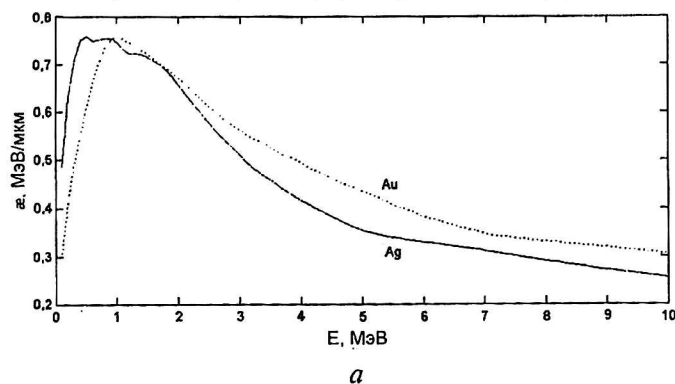
Кроме того, для анализа источников тока ВЭРИИТ нас будет интересовать тормозная способность материалов в области энергий α -частиц (100 кэВ ÷ 10 МэВ).

Нетрудно видеть, что асимптотики (1) реализуются функцией вида $(1/E) \ln[F(E)]$, где $F(E) = 1 + (A E^{3/2}) / [1 + B E^{1/2}]$, A и B — некоторые константы, определяющие в первом приближении положение максимума тормозной способности. Следовательно, наиболее общий вид аналитического представления тормозной способности $\alpha(E)$ задается функцией

$$\alpha(E) = C S(E) M(E) L(E) T(E) (1/E) \ln[F(E)]. \quad (2)$$

Здесь C — константа; $S(E)$, $M(E)$, $L(E)$, $T(E)$ — корректирующие множители, позволяющие добиться наилучшего согласования результатов расчетов по формуле (2) с данными работы [3], включая особенности графика $\alpha(E)$, например изломы. В формуле (2) энергия α -частицы выражается в МэВ, а тормозная способность — в МэВ/мкм.

Учитывая точность данных [3], можно полагать вполне приемлемой для наших исследований аппроксимацию $\alpha(E)$ выражением (2) с от-



клонениями в пределах 5 % от значений, указанных в таблицах работы [3].

Перейдем к описанию функций (2) для некоторых веществ. При торможении в золоте ($\rho_{Au} = 19,32 \text{ г/см}^3$; $Z_T = 79$; $A_T = 197,2$ — массовое число) в формуле (2) с учетом (1) для констант A , B , C нужно полагать $A = 2$; $B = 2$; $C = 1,352$. Для корректирующих множителей имеем следующие выражения:

$$\begin{aligned} S1(E) &= 1 + \{0,195/[1 + (E - 1)^2]\} + \\ &+ \{0,018/[1 + 8(E - 2)^2]\} + \\ &+ \{0,01/\text{ch}[2(E - 2,3)]\} + \\ &+ \{0,01/\text{ch}[10(E - 3,9)]\} + \\ &+ \{0,015/[1 + 5(E - 0,9)^2]\} - \\ &- \{0,04/[1 + 1,5(E - 1,3)^2]\}; \\ M1(E) &= \{1 - 0,07/\text{ch}[(E - 7)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,0539/\text{ch}[10(E - 0,1)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,003/\text{ch}[15(E - 1)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,01/\text{ch}[10(E - 3,4)]\} \times \\ &\times \text{th}[1,2(E + 0,38)]; \\ L1(E) &= \{1 - 0,032/\text{ch}[8(E - 0,4)^2]\} \times \\ &\times \{1 + 0,01/\text{ch}[15(E - 0,8)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,01/\text{ch}[13(E - 1,2)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,01/\text{ch}[6(E - 5,5)]\}; \\ T1(E) &= \{1 - 0,01/\text{ch}[10(E - 6)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,0018/\text{ch}[2(E - 10)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,006/\text{ch}[4(E - 8,6)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,007/\text{ch}[12(E - 1,4)]\}. \end{aligned} \quad (3)$$

График тормозной способности (2) для α -частиц в золоте приведен на рис. 2, а. Как видим, формула (3) передает характерные особенности (локальные экстремумы, изломы) кривой $\alpha_{Au}(E)$.

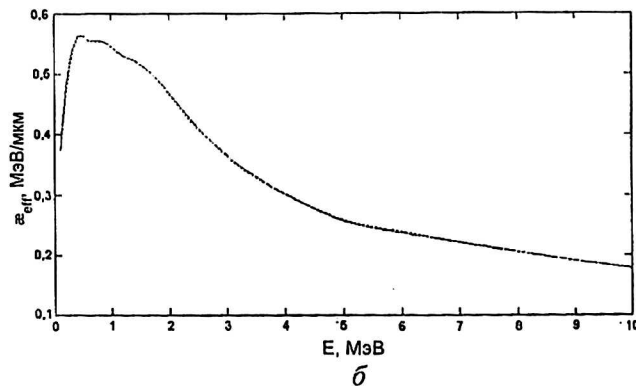
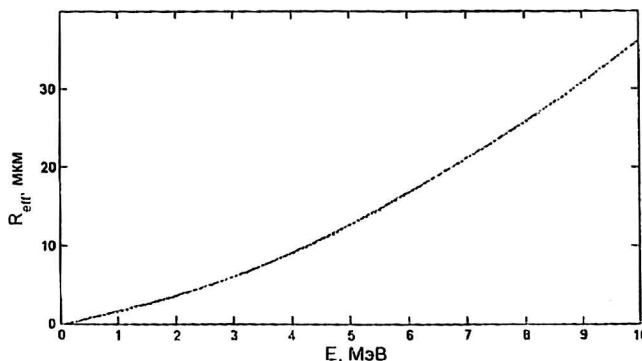


Рис. 2. Характеристики взаимодействия ионов гелия с веществом эмиттера:

а — тормозные способности золота и серебра для ионов гелия; б — эффективная тормозная способность гетерогенной среды эмиттера, состоящей из пленок алюминия и серебра равной толщины; в — эффективный пробег ионов гелия в гетерогенной среде эмиттера, состоящего из пленок алюминия и серебра равной толщины



в

Для серебра ($\rho_{Ag} = 10,503 \text{ г/см}^3$; $Z_i = 47$; $A_i = 107,87$) полагаем $A = 2$; $B = 2$; $C = 1,01$, а корректирующие множители даются формулами

$$\begin{aligned} S2(E) &= 1 + \{0,15/[1 + 0,1 (E - 1,4)^2]\} + \\ &+ \{0,015/[1 + 0,01 (E - 1)^2]\} + \\ &+ \{0,02/[1 + 0,5 (E - 1,9)^2]\} + \\ &+ \{0,114/[1 + 0,003 (E - 1,7)]\} + \\ &+ \{0,097/[1 + 0,5 (E - 2)^2]\} - \\ &- \{0,0079/\text{ch} [(E - 8,4)]\}; \\ M2(E) &= \{1 - 0,024/\text{ch}[8 (E - 1,15)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,108/\text{ch} [(E - 5,1)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,037/\text{ch} [2 (E - 3,4)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,002/\text{ch} [8 (E - 1)]\} \times \\ &\times \text{th} [1,4 (E + 0,5)]; \end{aligned} \quad (4)$$

$$\begin{aligned} L2(E) &= \{1 - 0,033/\text{ch} [6 (E - 0,8)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,44/\text{ch}[2 (E - 0,1)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,06/\text{ch} [8 (E - 0,6)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,036/\text{ch} [4 (E - 1,8)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,007/\text{ch} [8 (E - 1,4)]\}; \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} T2(E) &= \{1 + 0,01/\text{ch} [8 (E - 3,5)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,016/\text{ch} [10 (E - 0,3)]\} \times \\ &\times \{1 + 0,01/\text{ch} [2 (E - 5,7)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,007/\text{ch} [10 (E - 1,2)]\} \times \\ &\times \{1 - 0,007/\text{ch} [12 (E - 2,6)]\}. \end{aligned}$$

С учетом выражений (4) график тормозной способности серебра $\kappa_{Ag}(E)$ для α -частиц показан на рис. 2, а.

При прохождении потока быстрых α -частиц через эмиттер, состоящий из тонких (толщина $\ell_f < 0,1 \text{ мкм}$) пленок, например алюминия и серебра, потери энергии будут определяться эффективной тормозной способностью этой композитной среды: $\kappa_{eff}(E) = [\ell_{Al}\kappa_{Al}(E) + \ell_{Ag}\kappa_{Ag}(E)] / (\ell_{Al} + \ell_{Ag})$. При равных толщинах указанных пленок зависимость эффективной тормозной способности эмиттера показана на рис. 2, б. Аналитическое представление $\kappa_{eff}(E)$ в формуле (3) соответствует выбору $C = 1,55$; $A = 4$; $B = 2,7$ с корректирующими множителями вида

$$\begin{aligned} S3(E) &= \{1 + 0,165/[1 + 1,5 (E - 1,7)^2]\} \times \\ &\times \{1 - 0,45/[1 + 1,1 (E - 5)^2]\}; \\ M3(E) &= \{1 - 0,19/[1 + 60 (E - 0,1)^2]\} \times \\ &\times \{1 - 0,035/[1 + 60 (E - 0,45)]\}; \\ L3(E) &= \{1 + 0,02/[1 + 10 (E - 2,7)^2]\} \times \\ &\times \{1 + 0,02/[1 + 70 (E - 0,9)^2]\}; \\ T3(E) &= 1 - 0,1/[1 + 90 (E - 0,6)^2]. \end{aligned} \quad (5)$$

С помощью выражений (3), (5) вычисляем пробег α -частицы в композитной среде эмиттера в случае $\ell_{Al} = \ell_{Ag}$:

$$R(E) = \int_0^E dE' / \kappa_{eff}(E'). \quad (6)$$

Отметим, что эффективный пробег (6) является нелинейной функцией тормозных способностей алюминия и серебра. Вычисления по формуле (6) показывают, что для начальной энергии α -частицы 5,3 МэВ пробег составляет 13,7 мкм, т. е. при толщине отдельной пленки эмиттера 0,05 мкм на пробеге α -частицы разместится не более 137 пар Al-Ag-слоев.

Аппроксимация пробега $R(E)$, измеряемого в микрометрах, в среде с эффективной тормозной способностью $\kappa_{eff}(E)$ следующая:

$$\begin{aligned} R(E) &= 1,3 E \{1 + 0,03/[1 + 0,5 (E - 6,5)^2]\} \times \\ &\times (1 + 0,2 E)^{0,93}, \end{aligned} \quad (7)$$

где энергия α -частицы E измеряется в МэВ. График функции (7) представлен на рис. 2, в. Аналогичным образом получают аналитические аппроксимации тормозных способностей и пробегов при выборе других материалов для пленок эмиттера.

Аппроксимация длин свободного пробега быстрых электронов в эмиттере

Неупругие потери α -частиц в эмиттере связаны в основном с ионизацией вещества пленок и генерацией хвоста сверхтепловых (быстрых) электронов. Эти электроны можно разделить на две группы [4, 5]: истинно вторичные электроны с энергией $E < 50 \text{ эВ}$ и так называемые δ -электроны, энергия которых находится в диапазоне $50 \text{ эВ} \leq E \leq E_m$, где E_m — максимальная энергия выбитых электронов, равная $E_m = 2722 \text{ эВ}$ ($E_m/5 \text{ МэВ}$) и E_a — текущее значение энергии α -частицы. При моделировании процессов эмиссии вторичных электронов (ВЭЭ) из пленок эмиттера и расчетов возбуждаемого электрического тока весьма полезны формулы для длин свободного пробега электронов.

Для аппроксимации длины свободного пробега быстрых электронов в материале эмиттера $\lambda(E)$ можно воспользоваться данными работы [5], где учтены потери на возбуждение плазмонов. Так, в случае пленок из золота в области энергий электронов $50 \leq E(\text{эВ}) \leq 7274$ получаем следующее выражение для $\lambda_{Au}(E)$:

$$\begin{aligned} \lambda_{Au}(E) &= 2,69 (1 + E/180)^{0,9} \times \\ &\times (1 + 15/E)^{2,8} Q(E) P(E), \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned}
 Q(E) &= \{1 - 0,152/(1 + 8 [\lg(E/4,47)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,026/(1 + 4 [\lg(E/7274)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,94/(1 + 200 [\lg(E/2,8)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,18/(1 + 25 [\lg(E/3,6)]^2)\}; \\
 P(E) &= \{1 - 0,25/(1 + 6 [\lg(E/6)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,177/(1 + 6 [\lg(E/129)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,4/(1 + 8 [\lg(E/16)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,14/(1 + 9 [\lg(E/44,7)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,3/[1 + 25(E - 2,9)^2]\}.
 \end{aligned}$$

Для пленки из серебра длина свободного пробега электронов $\lambda_{Ag}(E)$ определяется формулой ($3,32 \leq E(\text{эВ}) \leq 9839$)

$$\begin{aligned}
 \lambda_{Ag}(E) &= 2,7 (1 + E/160)^{0,82} \times \\
 &\times (1 + 3,32/E)^{8,3} U(E) W(E) V(E); \quad (9) \\
 U(E) &= \{1 + 0,4/(1 + 50 [\lg(E/3,23)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,4/(1 + 230 [\lg(E/4,59)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,35/(1 + 120 [\lg(E/5,4)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,15/(1 + 50 [\lg(E/10)]^2)\}; \\
 W(E) &= \{1 - 0,27/(1 + 4 [\lg(E/125)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,45/(1 + 20 [\lg(E/7)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 - 0,3/(1 + 15 [\lg(E/12,5)]^2)\}; \\
 V(E) &= \{1 + 0,04/(1 + 60 [\lg(E/17)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,07/(1 + 30 [\lg(E/43)]^2)\} \times \\
 &\times \{1 + 0,08/(1 + 200 [\lg(E/5,67)]^2)\}.
 \end{aligned}$$

Графики функций (8), (9) представлены на рис. 3. Как следует из рисунка, минимальная длина свободного пробега ВЭ в золоте достигается при $E_e = 129,9$ эВ и равна $\min \lambda_{Au} \approx 5,13$ Å. В то же время $\lambda_{Au} \approx 318,75$ Å при $E_e = 3,25$ эВ. В случае серебра имеем $\min \lambda_{Ag} \approx 3,92$ Å при $E_e = 131,7$ эВ. Однако длина свободного пробега сильно возрастает при относительно низких энергиях. Так $\lambda_{Ag} \approx 437,2$ Å при энергии вторичных электронов $E_e = 3,9$ эВ.

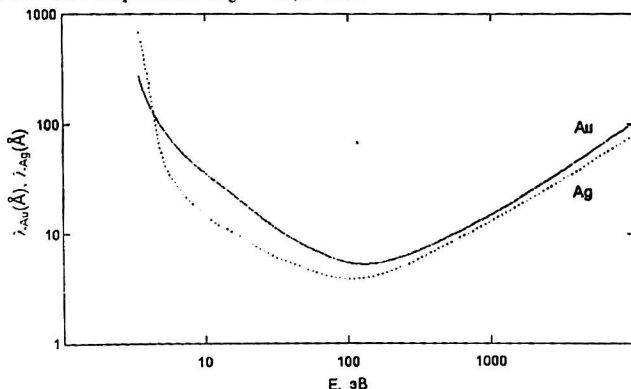


Рис. 3. Средняя длина свободного пробега вторичных электронов в золоте и серебре

Аналогичным образом получают аппроксимационные формулы для средней длины свободного пробега вторичных электронов (ВЭ) относительно неупругих взаимодействий в эмиттере при выборе других материалов пленок [6]. Имея эти формулы, а также аналитические выражения для спектра набиваемых ионами гелия быстрых электронов, тормозной способности пленок эмиттера для ВЭ, вероятности выхода вторичных электронов к поверхности пленки, можно вычислить спектр ВЭЭ, рабочее напряжение батареи и проанализировать оптимальные условия для генерации электрического тока.

Моделирование вольт-амперной характеристики

Рассмотрим теперь физическую модель, которая описывает вольт-амперную характеристику батареи, а также динамику установления потенциала U и тока I_R в нагрузку с сопротивлением R . Пусть E — электрическое поле, d — расстояние между металлическими пленками в бинарной ячейке эмиттера батареи, т. е. разность потенциалов равна $U = Ed$. Воспользуемся следующим уравнением для потенциала U :

$$dU/dt + 4\pi d(j_{SE} + j_R) = 0, \quad (10)$$

где j_{SE} — плотность тока вторичной электронной эмиссии в одной бинарной ячейке, $j_R = I_R/S N_b$, $I_R = U/R$, S — площадь металлической пленки, N_b — число бинарных ячеек в эмиттере.

Если Δ — полный выход ВЭЭ из одной бинарной ячейки в расчете на одну α -частицу, а $F(\epsilon)$ — энергетический спектр ВЭЭ, то имеем соотношение

$$\Delta = \int_0^{\infty} F(\epsilon) d\epsilon. \quad (11)$$

При потоке быстрых ионов через эмиттер J_α (в единицах част./с) для плотности тока j_{SE} получаем выражение $j_{SE} = -e \Delta J_\alpha/S$. С учетом поддерживающего потенциала U и формулы (11) уравнение (10) принимает вид

$$dU/dt = (4\pi e d J_\alpha / S) \int_{eU}^{\infty} F(\epsilon) d\epsilon - (4\pi d U / R S N_b). \quad (12)$$

Здесь $e = 4,8 \cdot 10^{-10}$ CGSE — заряд электрона. Для дальнейшего анализа удобно ввести обозначения:

$$\begin{aligned}
 y &= e U/\epsilon_c, \quad t_c = (\epsilon_c S/4\pi e^2 d J_\alpha), \\
 \mu &= (\epsilon_c/e^2 R J_\alpha N_b), \quad \tau = t/t_c,
 \end{aligned}$$

$$Q(y) = \int_{eU}^{\infty} F(\epsilon) d\epsilon,$$

где ϵ_c — характерная энергия эмиттированных из пленки частиц, например соответствующая максимуму спектра вторичных электронов $F(\epsilon)$; μ — параметр нагрузки.

Теперь в нормированных переменных y (13), τ уравнение (12) записывается следующим образом:

$$dy/d\tau = Q(y) - \mu y. \quad (14)$$

В качестве начального условия к уравнению (14) будем задавать $y(0) = 0$. Поскольку энергетический спектр вторичных электронов $F(\epsilon)$ имеет максимум при $\epsilon \sim 1$ эВ и $F(\infty) = 0$, то функция $Q(y)$ в (14) является монотонно убывающей на интервале $(0, \infty)$ с максимумом при $y = 0$, т. е. имеем $Q_{\max} = Q(0)$. Поэтому для $\mu \neq 0$ правая часть (5) обращается в нуль при некотором y_m , соответствующем рабочему потенциалу $U_m = \epsilon_c y_m/e$, положительна для $y < y_m$ и отрицательна для $y > y_m$. Следовательно, при выборе начального условия $y(0) < y_m$ с ростом времени t потенциал U монотонно увеличивается, достигая насыщения $U = U_m$ асимптотически ($t \rightarrow \infty$). В обратном случае при $y(0) > y_m$, он монотонно убывает, асимптотически приближаясь к U_m . Для модельного спектра ВЭЭ вида

$$F(\epsilon) = (4 \Delta \epsilon/\pi \epsilon_c^2)/[1 + (\epsilon/\epsilon_c)^4] \quad (15)$$

получаем $Q(y) = \Delta[1 - (2/\pi) \operatorname{arctg} y^2]$. Интегрируя (14), находим динамику установления нормированного потенциала $y(\tau)$. Зависимость нормированного рабочего потенциала y_m от величины параметра нагрузки μ приведена на рис. 4, а в случае $\Delta = 10$.

С учетом введенных выше обозначений в стационарном состоянии ток в нагрузке определяется выражением $I_R = I_0 \mu y_m(\mu)$, где $I_0 = e J_u N_b$. Для спектра ВЭЭ (15) функция $I_R/I_0 = \mu y_m(\mu)$ в зависимости от параметра μ представлена на рис. 4, а в случае $\Delta = 10$. Следует отметить, что независимо от вида спектра $F(\epsilon)$ для больших значений μ (малого сопротивления нагрузки R) имеем асимптотику $y_m(\mu) \approx Q_{\max}/\mu$, т. е. ток в нагрузке выходит на насыщение $I_R \approx I_0 Q_{\max}$. Соответственно, выделяемая в нагрузке мощность P_R вычисляется по следующей формуле: $P_R = P_0/\mu$ (здесь $P_0 = I_0 \epsilon_c Q_{\max}^2/e$), т. е. убывает с ростом параметра μ . В общем случае для стационарного состояния мощность P_R определяется выражением $P_R = P_c \mu [y_m(\mu)]^2$, где $P_c = I_0 \epsilon_c/e$. Зависимость нормированной мощности $P_R/P_c = \mu [y_m(\mu)]^2$ от параметра μ дана на рис. 4, б.

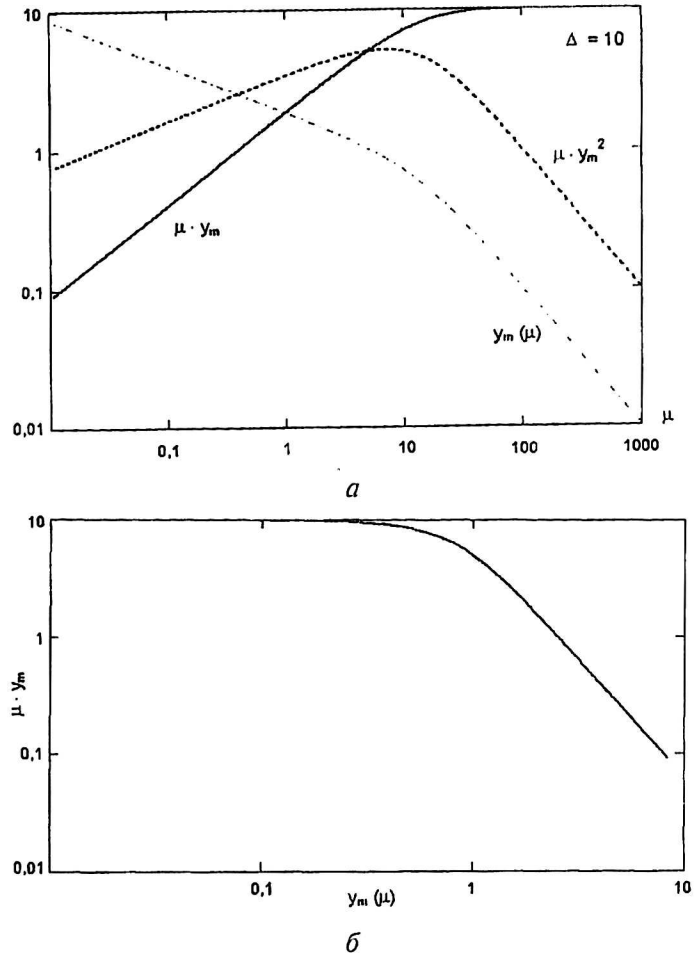


Рис. 4. Параметры вольт-амперной характеристики батареи для спектра ВЭЭ, заданного формулой (15): а — зависимости нормированного рабочего напряжения, тока в нагрузку и выделяемой в ней мощности от параметра μ ; б — зависимость тока в нагрузку от рабочего напряжения (в нормированных переменных)

Как видим, максимум выделяемой в нагрузке мощности достигается при $\mu \approx 6,75$ и равен $P_{R,\max} \approx 5,1 P_c$. Собственно ВАХ, т. е. зависимость нормированного тока в нагрузке $\mu y_m(\mu)$ от нормированного рабочего напряжения y_m представлена на рис. 4, б.

В данной модели с ростом сопротивления нагрузки рабочий потенциал неограниченно возрастает по закону $U_m \sim R^{1/3}$. Естественно, при учете максимальной энергии вторичных электронов ϵ_{\max} рост потенциала батареи будет ограничен величиной $U_{\max} = \epsilon_{\max}/e$.

Рассмотрим модель ВАХ, используя экспериментальные данные по ВЭЭ. Так в работе [6] для интервала энергий $0,29 \leq \epsilon \leq 9,14$ эВ приведен спектр ВЭЭ из пленки золота для случая прохождения α -частиц от радионуклида ^{252}Cf . Полагая $\epsilon_c = 1$ эВ, $x = \epsilon/\epsilon_c$, аппроксимируем этот спектр следующим выражением

$$F_1(\varepsilon) = [\Delta x^{0,6}/\varepsilon_c \Lambda_1]/(1 + 0,51 x^2),$$

где $\Delta = 6$.

Согласно [6] главный вклад в коэффициент ВЭЭ дают истинно вторичные электроны ($\varepsilon \leq 50$ эВ). Поэтому модифицируем $F_1(\varepsilon)$, которая завышает вклад δ -электронов, уменьшив его до величины менее 5 % :

$$F_2(\varepsilon) = [\Delta x^{0,6}/\varepsilon_c \Lambda_2]/\{1 + 0,51 x^2 \times [1 + (x/50)^2]\}. \quad (16)$$

Здесь $\Lambda_2 \approx 3,49$.

С учетом (16) зависимость нормированного рабочего потенциала y_m от параметра μ определяется следующим уравнением:

$$\mu y_m(\mu) = \int_0^\infty dx x^{0,6} / \{1 + 0,51 x^2 [1 + (x/50)^2]\}. \quad (17)$$

График функции $y_m(\mu)$ представлен на рис. 5. Используя формулу (17), находим также зависимости тока в нагрузке $I_R/I_0 = \mu y_m(\mu)$ и выделяемой в ней мощности $P_R/P_c = \mu [y_m(\mu)]^2$ от параметра μ . Для малых μ (больших сопротивлений нагрузки) имеем следующую асимптотику потенциала насыщения: $y_m \approx 1,11/\mu^\sigma$, где $\sigma = 1/3,4$. Плавный переход на асимптотику $y_m \approx \Delta/\mu$ (для больших μ) происходит в области значений параметра $\mu \in (0,13 \div 9)$. Ток в нагрузке выходит на насыщение $\mu y_m(\mu) \approx 5,97$ для $\mu > 6,7$. Широкий максимум выделяемой в нагрузке мощности $P_{R, \max} \approx 15,4 P_c$ достигается в области $\mu \in (0,056 \div 0,075)$.

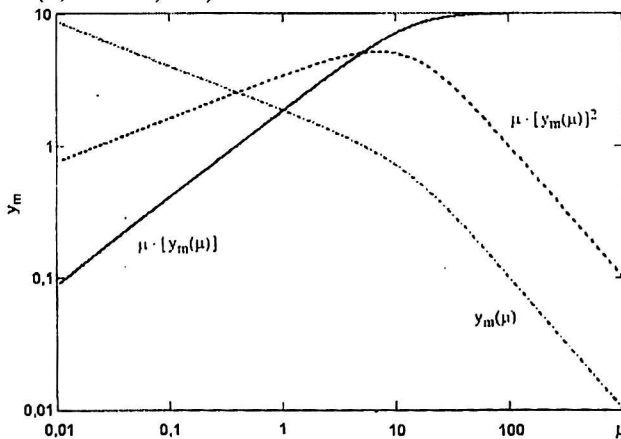


Рис. 5. Зависимость рабочего напряжения, тока в нагрузке и выделяемой в ней мощности от параметра μ для спектра ВЭЭ, заданного формулой (16)

В заключение отметим следующее. Пусть для больших энергий эмиттированных электронов спектр ВЭЭ выходит на асимптотику $F(\varepsilon) \sim 1/\varepsilon^\nu$, где спектральный индекс $\nu > 1$ для сходимости интеграла (11). Для малых μ (больших R) ток в нагрузке убывает пропорционально $I_R \sim \mu^\chi$, где $\chi = 1 - (1/\nu)$, а выделяемая в нагрузке мощность изменяется как $P_R \sim \mu^\theta$, причем $\theta = 1 - (2/\nu)$, и конечна, если спектральный индекс $\nu > 2$. Таким образом, в области энергий, соответствующих

δ -электронам, спектр ВЭЭ должен убывать быстрее, чем $1/\varepsilon^2$.

Оптимизация характеристик демонстрационного образца батареи

Рассмотрим вопросы оптимизации процессов генерации электрического тока потоком быстрых ионов в эмиттере батареи ВЭРИИТ и оптимизации ее характеристик.

Как уже указывалось в работах [1, 2, 7], ток батареи возрастает прямо пропорционально числу бинарных ячеек N_b , т. е. обратно пропорционально толщине отдельной пленки в эмиттере. В случае последовательности из медных и бериллиевых пленок эффективный пробег α -частиц от радиоизотопа ^{210}Po в эмиттере составляет 14,4 мкм [7]. В настоящее время для батарей ВЭРИИТ технологически реализуемы пленки с толщиной до (400÷500) Å. Следовательно, максимальное число бинарных ячеек (без учета изолирующих слоев) составит величину $N_b = (180 \div 144)$. По ряду соображений, в том числе в целях обеспечения нужной сплошности металлических пленок, их толщина в диапазоне (400÷500) Å является оптимальной, так как одновременно достигается максимум числа бинарных ячеек в эмиттере.

Электрический ток зависит и от полного (по всем бинарным ячейкам) выхода вторичных электронов Δ_i в расчете на одну α -частицу. Как отмечалось в работе [7], влияние углового распределения быстрых ионов (на входе в эмиттер) на величину Δ_i непринципиально. Это связано со следующим обстоятельством. При наклонном прохождении эмиттера число пересекаемых ионами бинарных ячеек уменьшается, однако выход ВЭ с одной пленки возрастает так, что в целом величина полного выхода Δ_i практически не зависит от угла падения α -частицы на пленку.

Для увеличения вторичной электронной эмиссии с проводящих пленок можно их активировать, создав на поверхности слой окисла с большим значением коэффициента Δ_i [8]. Поскольку окислы являются диэлектриками, толщина активного слоя в пределах $l_a \leq 300$ Å позволит избежать явления зарядки, так как глубина выхода ВЭ из диэлектрика существенно больше l_a [8]. Отсюда также следует, что сплошные изоляционные пленки с толщиной порядка глубины выхода ВЭ, которая у них весьма велика (600 Å и более), позволят минимизировать потери эмиттированных из металлических пленок вторичных электронов и не допустить явления зарядки.

Другой способ изолирования металлических пленок в эмиттере был предложен в работе [1] и заключается в размещении между металлическими пленками диэлектрической решетки с толщиной порядка 1 мкм с высокой прозрачностью. Технологически он еще не реализован.

Сильное увеличение вторичной электронной эмиссии имеет место при использовании материалов с отрицательным электронным сродством (ОЭС) [9]. Так, в случае эмиттера из Si:Cs-O коэффициент вторичной электронной эмиссии Δ_r может достигать величины порядка $200 \div 925$. Поэтому для увеличения тока батареи необходимо выполнить эксперименты с бинарными ячейками, в которых одна из проводящих пленок заменена на таковую из материала с ОЭС оптимальной толщины, имеющего высокий показатель по Δ_r . Отметим также, что высокий коэффициент вторичной электронной эмиссии ($\Delta_r \sim 100$) наблюдается у пористых щелочно-галлоидных пленок [10]. Проработка возможностей их использования в эмиттере ВЭРИИТ является одним из вариантов увеличения тока батареи.

Заключение

В настоящей работе в развитие ранее выполненных исследований по вторично-эмиссионному радиоизотопному источнику тока рассмотрено взаимодействие ионизирующих излучений со слоистой гетерогенной средой эмиттера батареи ВЭРИИТ. Основные результаты заключаются в следующем:

для анализа замедления и релаксации быстрых α -частиц и сверхтепловых электронов в пленках разработаны аппроксимационные формулы, описывающие тормозные способности материалов эмиттера, эффективный пробег ионов гелия, среднюю длину свободного пробега вторичных электронов. Оценено максимальное число бинарных ячеек в эмиттере;

рассмотрены модели вольт-амперной характеристики батареи ВЭРИИТ, в том числе определены рабочее напряжение, ток насыщения и выделяемая в нагрузке мощность в зависимости от параметров системы;

рассмотрены возможности увеличения тока и оптимизации рабочих характеристик вторично-эмиссионной радиоизотопной батареи.

Результаты проведенных исследований будут использованы в численном моделировании работы эмиттера, оптимизации его характеристик и выработке рекомендаций по созданию эмиттера.

Авторы выражают глубокую благодарность В. И. Карасю и В. Г. Пунгину за обсуждение затронутых выше вопросов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, грант 00-02-16279.

Литература

1. Балебанов В. М., Моисеев С. С., Карась В. И., Карась И. В., Кононенко С. И., Колесник В. Т., Муратов В. И. Вторично-эмиссионный радиоизотопный источник тока // Атомная энергия. 1998. Т. 84. № 5. С. 398—403.
2. Балебанов В. М., Карась В. И., Карась И. В., Кононенко С. И., Моисеев С. С., Муратов В. И., Нагушев О. Ю. Неравновесные стационарные распределения электронов с потоком по спектру в твердотельной плазме и их использование // Физика плазмы. 1998. Т. 24. № 9. С. 789—807.
3. Пучеров Н. Н., Романовский С. В., Чеснокова Т. Д. Таблицы массовой тормозной способности и пробегов заряженных частиц с энергией 1—100 МэВ. — Киев: Наукова Думка. 1975. — 294 с.
4. Оцуки Е. Х. Взаимодействие заряженных частиц с твердыми телами. — М.: Мир. 1985. — 277 с.
5. Shimizu R., Ding Z. J. // Reports on Progress in Physics. 1992. V. 55. № 4. P. 487—531.
6. Ковалев В. П. Вторичные электроны. — М.: Энергоатомиздат. 1987. — 177 с.
7. Балебанов В. М., Ерохин Н. С., Зольникова Н. Н. и др. Процессы релаксации потоков быстрых α -частиц в эмиттере радиоизотопного источника тока: Препринт ИКИ РАН. Пр-2036. — М., 2001. — 36 с.
8. Лепешинская В. Н. О некоторых типах эффективных эмиттеров и их практическом применении // Физическая электроника: Тр. ЛПИ. 1973. № 328. С. 3—11.
9. Достижения в технике передачи и воспроизведения изобретений / Под ред. Б. Кейзана. — М.: Мир. 1978. Т. 1. — 335 с.
10. Иванов А. В., Наугольных О. В., Фридрихов С. А. Влияние электронной бомбардировки и выдержки пористых щелочно-галлоидных пленок в воздушной атмосфере на их вторично-эмиссионные свойства // Физическая электроника: Тр. ЛПИ. 1973. № 328. С. 44—46.

Interactions of fast helium ions with an emitter of radioisotope source of electric current

V. M. Balebanov, N. S. Erokhin, N. N. Zol'nikova,
L. A. Mikhailovskaya, S. S. Moiseev
Space Research Institute of RAS, Moscow, Russia

The interactions of fast helium ions of initial energies in the range $E_\alpha \leq 5$ MeV with an emitter heterogeneous medium in a secondary-emission radioisotope source of electric current are considered. It was elaborated approximation formulae which allow to calculate, in particular, the stopping power of emitter matter, the ranges of charged particles in emitter composite medium and so on. In the case of helium ions from a polonium radioisotope source, the emitter effective width was determined. The optimum conditions of electric current generation by secondary electrons in the heterogeneous medium of emitter and the optimum choice of parameters of battery demonstration sample are discussed.