ANNALES
UNIVERSITATIS MARIAE CURIE-SKŁODOWSKA
LUBLIN — POLONIA
Vol. XXXIII, 2 Sectio AAA 1978

Instytut Fizyki UMCS
Zakład Fizyki Teoretycznej
Kierownik: prof. dr hab. Stanisław Szpikowski

Ewa TARANKO

Wpływ powierzchniowej bariery potencjału na emisję fotopolową elektronów z metali

Влияние поверхностного потенциального барьера на фотоавтоэлектронную эмиссию из металлов

The Influence of the Surface Potential Barrier on the Photofield Emission of Electrons from Metals

WSTĘP

W ostatnich latach, w związku z rozwojem metod eksperymentalnych i udoskonaleniem techniki próżniowej, wzrosło zainteresowanie zjawiskami emisji polowej i fotoemisji z metali. Wypływa to z faktu, że zjawiska emisyjne stanowią obfite źródło informacji o własnościach powierzchniowych oraz strukturze energetycznej emiterów.

Emisja polowa zachodzi pod wpływem przyłożonego z zewnątrz do powierzchni metalu stałego pola elektrycznego o natężeniu $F \geq 5 \cdot 10^6$ V/cm. Elektrony metalu pod wpływem tego pola mogą tunelować przez klasycznie zabronioną barierę potencjału przy powierzchni.

Fotoefekt zewnętrzny polega na emisji elektronów wzbudzonych w wyniku pochłonięcia kwantów energii promieniowania elektromagnetycznego $\hbar\omega$, padającego na powierzchnię metalu. Elektrony mogą opuścić metal w tym przypadku, gdy ich energia jest większa od energii poziomu próżni.

Oba te efekty nie mogą dać informacji o przedziale stanów energetycznych, leżących pomiędzy poziomem Fermiego E_F a poziomem próżni, o szerokości równej pracy wyjścia elektronów z metalu φ_0 (zwykle rzędu kilku eV). Poprzez pokrycie emitera warstwą metalu o małej φ_0, np. cezu, można obniżyć jego pracę wyjścia. Jednakże φ_0 można obniżyć nie więcej niż około 2 eV, równocześnie warstwa adsorbatu powoduje modyfikację stanów powierzchniowych emitera. Zbadanie tego niedostępnego zakresu stanów energetycznych można uzyskać przez kombinację obu efektów: fotoemisji i emisji polowej. Naświetlając ostrze emitera polowego promieniowaniem elektromagnetycznym o energii fotonów $\hbar\omega < \varphi_0$, można zmierzyć natężenie prądu emisyjnego oraz rozkłady energetyczne elektronów, które po wzbudzeniu optycznym tunelują przez powierzchniową barierę potencjału.

Eksperyment emisji fotopolowej jest bardzo trudny. Jako emiter służy ostrze polowego mikroskopu elektronowego o promieniu $\sim$ 1000 Å. Wielkość ostrza warunkuje uzyskanie przy jego powierzchni pól o natężeniu $F \sim 10^7$ V/cm. Trudności techniczne eksperymentu związane są jednak przede wszystkim z koniecznością uzyskania atomowo czystej powierzchni ostrza, co równoznaczne jest z utrzymaniem w lampie ultrawysokiej próżni ($\sim 10^{-10}$ Tr) oraz koniecznością detekcji i różniczkowania bardzo słabego sygnału prądowego (10^{-13} – 10^{-15} A). Te wszystkie trudności są przyczyną małej liczby prac doświadczalnych, dotyczących emisji fotopolowej. W okresie ostatnich siedmiu lat ukazało się ich kilka [1–6], z których tylko jedna [2] przedstawia wyniki pomiarów rozkładu energetycznego emitowanych elektronów.

Mała liczba prac eksperymentalnych i złożoność zagadnienia sprawiły, że zainteresowanie teoretyków zjawiskiem emisji fotopolowej jest niewielkie [7–11].

Eksperymenty interpretowane są głównie w oparciu o prace N e u m a n n a [7, 8]. Zgodność z teorią jest jednak słaba. Zostało jedynie stwierdzone teoretycznie i potwierdzone doświadczalnie, że wielkość natężenia prądu fotopolowego jest około milion razy mniejsza od natężenia prądu emisji polowej. W niniejszej pracy w ramach formalizmu teorii rozproszeń zbadamy wpływ kształtu powierzchniowej bariery potencjału na zjawisko emisji fotopolowej z metali swobodnoelektronowych.

Traktując proces wybijania elektronów z metalu przez padające na jego powierzchnię fotony jako proces niesprężystego rozpraszania i stosując do problemu emisji podejście, oparte na formalizmie teorii rozproszeń, można uzyskać mikroskopowy opis zjawiska [12-16].

SFORMUŁOWANIE PROBLEMU W RAMACH FORMALIZMU TEORII ROZPROSZEŃ

Rozważmy metal swobodnoelektronowy, zajmujący półprzestrzeń $z \leqslant 0$. Powierzchnia metalu jest idealnie płaska i równoległa do płaszczyzny x, y. W naszym modelu pracy wyjścia $\varphi_o = -E_F$, $E_F = \frac{\hbar^2 k_F^2}{2m} - V_o < 0$ jest energią Fermiego, mierzoną względem poziomu próżni, k_F - wektorem falowym Fermiego, a V_o - odległością dna pasma przewodnictwa od poziomu próżni.

Na powierzchnię metalu pada fala elektromagnetyczna o częstości ω, wektorze falowym $q = \omega/c$ i polaryzacji $\vec{e}_q$.

Do opisu problemu zastosujemy metodę stanów stacjonarnych teorii rozproszeń [12-14].

Niezaburzony hamiltonian układu, H_o, przyjmiemy jako sumę hamiltonianu elektronu poruszającego się w polu potencjału $V(\vec{r})$ i hamiltonianu swobodnego promieniowania H_r

$$\mathcal{H}_o = \mathcal{H}_e + \mathcal{H}_r \tag{1}$$

gdzie: $$\mathcal{H}_e = -\frac{\hbar^2}{2m}\Delta + V(\vec{r}), \tag{2}$$

$$\mathcal{H}_r = \sum_q a_q^+ a_q \hbar\omega, \tag{3}$$

$V(\vec{r})$ - energia potencjalna elektronu w całym obszarze, zawierającym również powierzchnię,

a^+_q, a_q - operatory kreacji i anihilacji dla fotonu o wektorze falowym q.

Hamiltonian zaburzenia można przedstawić w postaci

$$\mathcal{H}' = \frac{i e\hbar}{mc}\vec{A}\cdot\nabla = \sum_q \gamma_q a_q e^{i\vec{q}\vec{r}} (\vec{e}_q \cdot \nabla) \tag{4}$$

gdzie: $\gamma_q = -\frac{i e\hbar}{m}\left(\frac{2\pi\hbar}{\omega\Omega}\right)^{\frac{1}{2}}$,

Ω - objętość normalizacyjna.

W dalszej dyskusji, w czynniku fazowym wyrażenia (4) założymy q = 0 ze względu na znikomo małą wielkość wektora falowego fali świetlnej w porównaniu z wektorem falowym elektronu.

Oznaczmy początkowy, niewzbudzony stan elektronu w metalu o energii $\mathcal{E}$ przez $\varphi_i(\vec{r})$

$$\varphi_i(\vec{r}) = \frac{1}{L^{3/2}} e^{i\vec{k}_{i\parallel}\cdot\vec{\varrho}} f_0(z) \tag{5}$$

gdzie: L - długość normalizacyjna,

$\vec{\varrho}$ - wektor radialny w płaszczyźnie emitera,

$\vec{k}_{i\parallel}$ - składowa wektora falowego w stanie początkowym, równoległa do powierzchni metalu.

Funkcję falową elektronu po wzbudzeniu można napisać jako [12, 14]

$$\varphi(\vec{r}) = \varphi_i(\vec{r}) + \varphi_1(\vec{r}) \tag{6}$$

$\varphi_1(\vec{r})$ jest poprawką odpowiedzialną za jednofotonowe wzbudzenie optyczne i jest ona równa

$$\varphi_1(\vec{r}) = \sqrt{n_q}\,\gamma_q \int d^3r'\, G(\vec{r},\vec{r}')\,\vec{e}_q\cdot\nabla\varphi_i(\vec{r}') \tag{7}$$

gdzie: n_q - liczba fotonów w stanie początkowym o energii $\hbar\omega$,

$G(\vec{r},\vec{r}')$ - funkcja Greena hamiltonianu H_e przy energii $E = \mathcal{E} + \hbar\omega$

Jeżeli założyć, że ruch elektronu zachodzi w jednowymiarowym potencjale zależnym tylko od "z" $V(\vec{r}) = V(z)$, funkcję Greena $G(\vec{r},\vec{r}')$ można wyrazić poprzez jednowymiarową funkcję Greena $G(z,z')$

$$G(\vec{r},\vec{r}') = \frac{1}{L^2}\sum_{k_\parallel} e^{i\vec{k}_\parallel(\vec{\varrho}-\vec{\varrho}')} G(z,z') \tag{8}$$

spełniającą niejednorodne równanie Schrödingera z potencjałem $V(z)$

$$\left[\widetilde{W} + \frac{\hbar^2}{2m}\frac{d^2}{dz^2} - V(z)\right] G(z,z') = \delta(z-z') \tag{9}$$

gdzie: $\tilde{W} = E - \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m}$ jest energią elektronu po wzbudzeniu, odpowiadającą składowej wektora falowego, prostopadłej do powierzchni metalu.

Można pokazać, że

$$G(z,z') = \begin{matrix} C\,u(z)\,v(z') & z > z' \\ C\,u(z')\,v(z) & z < z' \end{matrix} \tag{10}$$

gdzie $u(z)$, $v(z)$ oznaczają dwa liniowo niezależne rozwiązania jednorodnego równania Schrödingera z potencjałem $V(z)$, przedstawiające dla dużych dodatnich i ujemnych "z" fale wychodzące z metalu, a $C = -\frac{2m}{\hbar^2}\left[W\,(u,\,v)\right]^{-1}$, $W\,(u,\,v)$ - Wronskian rozwiązań.

Po podstawieniu wzorów (8) i (10) do (7), poprawkę do funkcji falowej elektronu przy $z \to \infty$ otrzymamy w postaci

$$\varphi(\vec{r}) = \frac{-\gamma_q\sqrt{n_q}}{L^{1/2}}\,\frac{2m}{\hbar^2}\sum_{\vec{k}_{II}} e^{i\vec{k}_{II}\cdot\vec{\varrho}}\,u(z)\,\frac{M_{if}(\vec{k},\vec{k}_i)}{W\,(u,v)} \tag{11}$$

$$z \to \infty$$

gdzie: $M_{if}(\vec{k},\vec{k}_i) = L^{1/2}\int d^3r\,e^{-i\vec{k}_{II}\cdot\vec{\varrho}}\,v(z)\,\vec{e}_q\cdot\nabla\varphi_i(\vec{r})$

jest elementem macierzowym przejścia elektronu ze stanu początkowego "i" o $\vec{k}_i$ do stanu końcowego "f" o $\vec{k}$. W naszym przypadku element macierzowy przyjmie postać

$$M_{if}(\vec{k},\vec{k}_i) = \frac{-L^{1/2}}{\hbar\omega}\left(\vec{e}_q\cdot\hat{z}\right)\int d^3r\,e^{-i\vec{k}_{II}\cdot\vec{\varrho}}\,v(z)\,\frac{dV}{dz}\,\varphi_i(\vec{r}) \tag{12}$$

gdzie: $\hat{z}$ - wektor jednostkowy w kierunku osi z.

Znając rozwiązania $u(z)$ i $v(z)$, znajdujemy funkcję falową $\varphi(\vec{r})$, a następnie cząstkową gęstość prądu emitowanych elektronów ze wzoru

$$J_z(\tilde{W},\vec{k}_{II}) = \frac{i\hbar e}{2m}\left\{\varphi^*(\vec{r})\,\frac{\partial\varphi(\vec{r})}{\partial z} - \varphi(\vec{r})\left(\frac{\partial\varphi(\vec{r})}{\partial z}\right)^*\right\} \tag{13}$$

Całkowitą gęstość prądu otrzymamy całkując $J_z(\tilde{W},\vec{k}_{II})$ po wszystkich stanach początkowych

$$J = \frac{2L^3}{4\pi^3}\int d^3k_i\,f(E-\hbar\omega)\,J_z(\tilde{W},\vec{k}_{II}) \tag{14}$$

gdzie: $f(E-\hbar\omega)$ – f. rozkładu Fermiego-Diraca,
E – energia stanu końcowego elektronu $E > E_F$.

Rozkład energetyczny emitowanych elektronów wyraża się wzorem

$$P(E)=\frac{2L^3}{(2\pi)^3}f(E-\hbar\omega)\int d^3k_i\, J_z(\tilde{W},\vec{k}_{\parallel})\,\delta\left(E-\hbar\omega+V_0-\frac{\hbar^2k_i^2}{2m}\right) \qquad (15)$$

Czynnik 2 w obu wzorach uwzględnia sumowanie po spinie.

MODEL BARIERY POTENCJAŁU PRZY POWIERZCHNI METALU

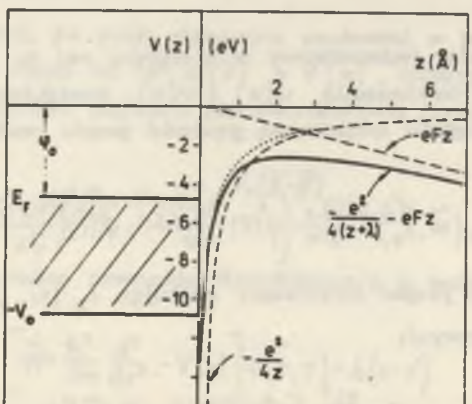
Energię potencjalną elektronu na zewnątrz metalu można traktować jako jednowymiarową $V(\vec{r}) = V(z)$. Wynika to stąd, że atomowa struktura powierzchni metalu uzależnia potencjał od współrzędnych przestrzennych tylko w cienkiej warstwie przy powierzchni wewnątrz metalu. Na zewnątrz metalu natomiast w odległościach rzędu 1 Å ujawnia się ona bardzo słabo. Ostatnie badania [17], dotyczące energii potencjalnej elektronu w pobliżu powierzchni metalu, wskazują, że stosunkowo dobre przybliżenie można uzyskać, przyjmując na zewnątrz metalu w obecności przyłożonego stałego pola elektrycznego o natężeniu F wyrażenie w postaci

$$V(z)=-\frac{e^2}{4(z+\lambda)}-eFz \qquad z>0 \qquad (16)$$

gdzie: $\lambda=\frac{\eta e^2}{4V_0}$, η – stała bezwymiarowa <1.

Wyrażenie to poprzez wyraz $\frac{\eta e^2}{4V_0}$ uwzględnia kwantowe efekty wymiany i korelacji, istotne przy powierzchni metalu.

Rycina 1 przedstawia przebieg energii potencjalnej elektronu



Ryc. 1. Przebieg energii potencjalnej przy powierzchni metalu w obecności stałego pola elektrycznego o natężeniu F, przyłożonego do jego powierzchni

przy powierzchni metalu w obecności stałego pola elektrycznego. Liniami przerywanymi zaznaczone są modele bariery odbiciowej $\frac{-e^2}{4z}$ i bariery ostrokątnej $-eFz$. Krzywe - kropkowana i ciągła - przedstawiają odpowiednio model $\frac{-e^2}{4(z+\lambda)}$ i wypadkową barierę potencjału (16).

Pod wpływem przyłożonego z zewnątrz pola elektrycznego bariera potencjału ulega obniżeniu o $\Delta\varphi = e\sqrt{eF} - eF\lambda$ (efekt Schottky'ego). W wyniku tego zmniejsza się praca wyjścia elektronów z metalu, również o $\Delta\varphi$. Efektywna praca wyjścia wynosi

$$\varphi = \varphi_0 - e\sqrt{eF} + eF\lambda \tag{17}$$

Maksymalna wartość energii potencjalnej na zewnątrz metalu równa jest

$$V_m = -e\sqrt{eF} + eF\lambda \tag{18}$$

a położenie z_m tego maksimum zależy od natężenia przyłożonego pola elektrycznego

$$Z_m = \frac{1}{2}\sqrt{\frac{e}{F}} - \lambda \tag{19}$$

Wraz ze wzrostem natężenia pola elektrycznego efektywna praca wyjścia maleje. Dopóki $\hbar\omega < \varphi$, elektrony tunelują przez barierę potencjału. Gdy φ ulegnie zmniejszeniu na tyle, że $\hbar\omega > \varphi$, elektrony mogą się poruszać ponad wierzchołkiem bariery. Powoduje to zmniejszenie prądu emisji fotopolowej dla dostatecznie dużych pól elektrycznych.

DYSKUSJA WYNIKÓW

W pracy przeprowadzono obliczenie gęstości prądu i rozkładów energetycznych dla modelu bariery

$$V(z) = \begin{cases} -V_0 & z<0 \\ -\frac{e^2}{4(z+\lambda)} - eFz & z>0 \end{cases} \tag{20}$$

używając przybliżonej metody rozwiązania - metody WKB, zwykle stosowanej w tym przypadku [10].

Niech z_1 i z_2 oznaczają punkty zwrotu przy energii $\widetilde{W}$, $z_1 < z_2$

$$Z_{1,2} = \frac{\lambda eF - \widetilde{W}}{2eF}\left(1 \mp \sqrt{1 - \frac{e^3F}{(\lambda eF - \widetilde{W})^2}}\right)^2 - \lambda \tag{21}$$

Liniowo niezależne rozwiązania $u(z)$ i $v(z)$ równania Schrödingera przy tej energii mogą być przedstawione w postaci [10]

$$u(z) = \begin{cases} \frac{A_1}{\sqrt{k(z)}} e^{i\int_{z_1}^{z} k(z)dz} + \frac{B_1}{\sqrt{k(z)}} e^{-i\int_{z_1}^{z} k(z)dz} & z < z_1 \\ \frac{1}{\sqrt{k(z)}} e^{i\int_{z_2}^{z} k(z)dz} & z > z_2 \end{cases} \tag{22}$$

$$v(z) = \begin{cases} \frac{1}{\sqrt{k(z)}} e^{-i\int_{z_1}^{z} k(z)dz} & z < z_1 \\ \frac{A_2}{\sqrt{k(z)}} e^{i\int_{z_2}^{z} k(z)dz} + \frac{B_2}{\sqrt{k(z)}} e^{-i\int_{z_2}^{z} k(z)dz} & z > z_2 \end{cases} \tag{23}$$

gdzie: $k(z) = \left[\frac{2m}{\hbar^2}\left(\widetilde{W} - V(z)\right)\right]^{1/2}$.

Wronskian rozwiązań $u(z)$ i $v(z)$ wyrazi się wzorem

$$W(u,v) = -\frac{2i}{\theta + \frac{1}{4\theta}} \tag{24}$$

gdzie: $\theta = e^{\int_{z_1}^{z} K(z)dz}$, $K(z) = \left[\frac{2m}{\hbar^2}\left(V(z) - \widetilde{W}\right)\right]^{1/2}$.

W dalszej części założono, że istotny wkład do prądu emisji wnosi wyraz $|W(u,v)|^{-2}$ i zaniedbane zostały pozostałe czynniki, które zależą w małym stopniu od energii elektronu. Gęstość prądu więc wynosi

$$J_z \sim |W(u,v)|^{-2} \approx \frac{1}{4}\left(\theta^2 + \frac{1}{2}\right)^{-1} \tag{25}$$

dla $\widetilde{W} < V_m$.

gdzie: $$\theta^2 = \exp\left\{2\int_{z_1}^{z_2} dz\left[\frac{2m}{\hbar^2}\left(-\tilde{W} - \frac{e^2}{4(z+\lambda)} - eFz + \lambda eF\right)\right]^{\frac{1}{2}}\right\}. \tag{26}$$

Całka ta może być wyrażona za pomocą całek eliptycznych I i II rodzaju $K(t)$ i $E(t)$.

$$\theta^2 = \exp\left\{\frac{4}{3}\,\frac{\sqrt{2m}}{\hbar eF}\left(\lambda eF - \tilde{W}\right)^{3/2}\vartheta(y)\right\} \tag{27}$$

$\vartheta(y)$ - jest funkcją Nordheima stabelowaną dla $0 \leqslant y \leqslant 1$

i $$\vartheta(y) = \frac{1}{2}\sqrt{1+\sqrt{1-y^2}}\left[E(t) - \left(1-\sqrt{1-y^2}\right)K(t)\right] \tag{28}$$

gdzie: $$y = \frac{e\sqrt{eF}}{\lambda eF - \tilde{W}},$$

$$t^2 = \frac{2\sqrt{1-y^2}}{1+\sqrt{1-y^2}}, \tag{29}$$

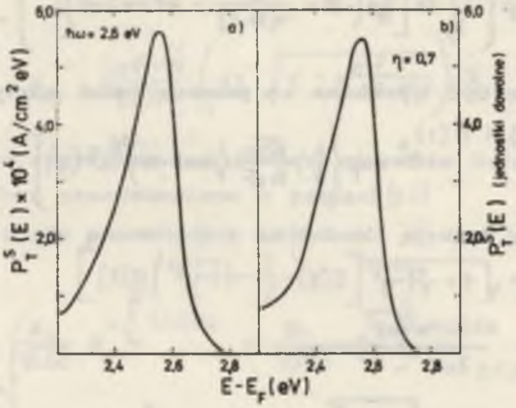
$$E(t) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\varphi}{\sqrt{1-t^2\sin^2\varphi}}, \quad K(t) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} d\varphi\sqrt{1-t^2\sin^2\varphi}.$$

Elektron porusza się ponad wierzchołkiem bariery, gdy $\tilde{W} > V_m$. W tym przypadku $y > 1$ i wzór na funkcję $\vartheta(y)$ nie jest słuszny. Przyjęto wówczas $W(u,v) = 1$, co odpowiada prawdopodobieństwu przejścia przez barierę potencjału równemu 1.

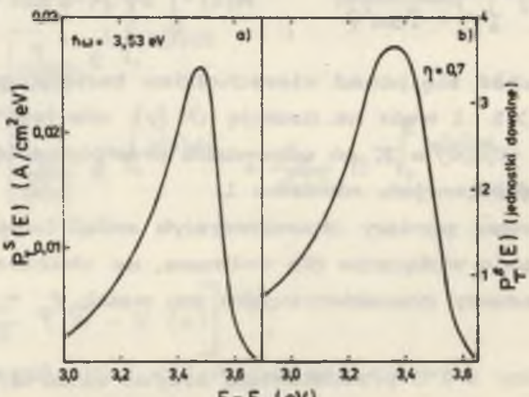
Ponieważ pomiary charakterystyk emisji fotopolowej przeprowadzane są prawie wyłącznie dla wolframu, do obliczeń numerycznych wybrano parametry charakteryzujące ten metal: $V_o = 10{,}7$ eV, $\varphi_o = 4{,}5$ eV.

Ryciny 2 i 3 przedstawiają krzywe rozkładu energetycznego emitowanych fotopolowo elektronów dla dwu różnych energii fotonów $\hbar\omega = 2{,}6$ eV i 3,53 eV oraz natężenia pola elektrycznego $F = 2{,}3 \cdot 10^7$ V/cm. Wyniki otrzymane dla tych energii fotonów w oparciu o model bariery ostrokątnej [14] przedstawione są na ryc. 2a i 3a, natomiast przy użyciu modelu bariery (20) dla parametru $\eta = 0{,}7$ - na ryc. 2b i 3b. Do obliczeń przyjęto $T = 300^o$ K i natężenie promieniowania $J = 10$ kW/cm^2.

Porównując krzywe rozkładu, wyliczone dla różnych modeli barier, widzimy, że dla $\hbar\omega = 2{,}6$ eV krzywe na ryc. 2 różnią się nieznacznie. Maksimum rozkładu w obu przypadkach odpowiada w przybliżeniu wielkości $E_F + \hbar\omega$. Dla większej energii wzbudzenia (ryc. 3) obserwujemy różnicę w kształcie krzywych oraz przesunięcie maksi-



Ryc. 2. Porównanie rozkładów energetycznych elektronów emitowanych z powierzchni wolframu przy energii wzbudzenia $\hbar\omega$ = 2,6 eV i natężeniu pola elektrycznego F = 2,3 • 10^7 V/cm dla modelu bariery ostrokątnej (a) i modelu bariery (20) (b)

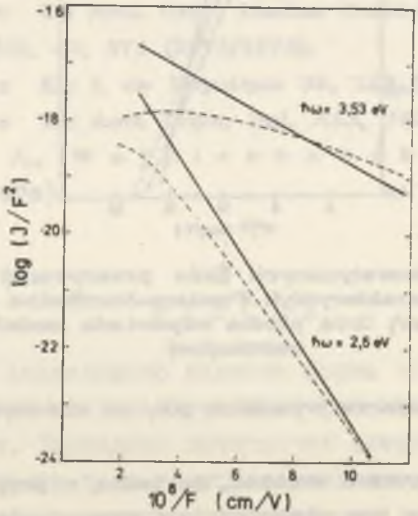


Ryc. 3. Porównanie krzywych rozkładu energetycznego elektronów emitowanych z powierzchni wolframu przy energii wzbudzenia $\hbar\omega$ = 3,53 eV dla modelu bariery ostrokątnej (a) i modelu bariery (20) (b); F = 2,3 • 10^7 V/cm

mum krzywej wyliczonej dla modelu (20) (ryc. 3b) o około 0,1 eV w stronę niższych energii.

Podobieństwo krzywych na ryc. 2 spowodowane jest tym, że dla pola F = 2,3 • 10^7 V/cm efektywna praca wyjścia $\varphi \approx$ 2,68 eV i elektrony wzbudzone fotonami o $\hbar\omega$ = 2,6 eV tunelują przez wierzchołek bariery potencjału. Dla wyższych energii wzbudzenia $\hbar\omega > \varphi$, elektrony mogą poruszać się ponad wierzchołkiem bariery. Tak dzieje się w przypadku $\hbar\omega = 3,53$ (ryc. 3) i wówczas obserwujemy różnicę w kształcie krzywych. Dla wyższych energii wzbudzenia $\hbar\omega > \varphi$ bariera ostrokątna nie jest więc dobrym przybliżeniem, gdyż nie uwzględnia zmniejszenia pracy wyjścia w wyniku efektu Schottky'ego.

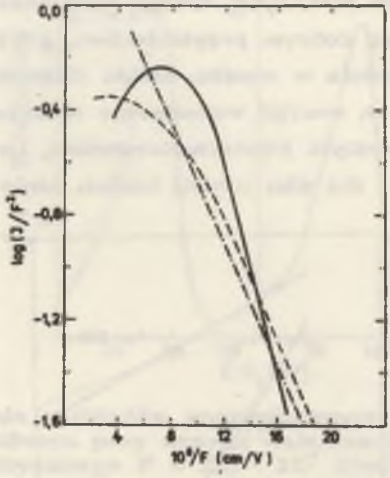
Dla tych samych energii wzbudzenia wyliczono gęstości prądu i wykreślono charakterystyki Fowlera-Nordheima, tzn. zależności log I/F^2 od $1/F$ (ryc. 4) dla obu modeli barier. Linie ciągłe przedsta-



Ryc. 4. Krzywe Fowlera-Nordheima dla dwu energii fotonów $\hbar\omega = 2,6$ eV i 3,53 eV otrzymane dla modelu bariery ostrokątnej (linie ciągłe) i modelu bariery (20) przy $\eta = 0,7$ (linie przerywane)

wiają wyniki otrzymane dla modelu bariery ostrokątnej, linie przerywane - dla modelu (20) i parametru $\eta = 0,7$. Krzywe Fowlera-Nordheima dla pierwszego modelu, jak należało oczekiwać, są liniami prostymi. Dla modelu bariery (20) obserwuje się nieliniowy przebieg krzywych w obszarze wysokich pól, co spowodowane jest między innymi tym, że elektrony poruszają się ponad wierzchołkiem bariery potencjału.

Rycina 5 przedstawia porównanie teoretycznych (linie przerywane) i doświadczalnej (linia ciągła) charakterystyk Fowlera-Nordheima dla energii wzbudzenia $\hbar\omega = 3,51$ eV (krzywa doświadczalna - ekspeyment L e e [6]). Argument funkcji log I/F^2 jest wyrażony w jednostkach dowolnych. Porównanie to pokazuje pewną niezgodność w nachyleniu krzywych. W odróżnieniu jednak od teorii N e u m a n n a [7] otrzymano dla modelu bariery (20) odchylenie krzywych



Ryc. 5. Porównanie teoretycznych (linie przerywane) i doświadczalnej (linia ciągła) [6] charakterystyk Fowlera-Nordheima dla energii wzbudzenia $\hbar\omega$ = 3,51 eV; linia prosta odpowiada modelowi bariery ostrokątnej

od linii prostej w obszarze wysokich pól, co obserwowane jest doświadczalnie.

Można więc wysnuć wniosek, że jedną z przyczyn nieliniowego przebiegu krzywych w tym obszarze jest wystąpienie emisji ponad wierzchołkiem bariery potencjału. Zagięcie to może być również spowodowane, podobnie jak w przypadku emisji polowej, gromadzeniem się ładunku przestrzennego przy powierzchni ostrza w bardzo silnych polach, co zmniejsza wielkość natężenia pola elektrycznego.

PIŚMIENNICTWO

1. N e u m a n n H., K l e i n t Ch.: Ann. Phys. (Germany) 27, 273 (1971).
2. L e e M. J. G.: Phys. Rev. Lett. 30, 1193 (1973).
3. W y s o c k i J., K l e i n t: Ch. Acta Phys. Pol. A48, 157 (1975).
4. R a d o ń T., K l e i n t Ch.: Surf. Sci. 60, 540 (1976).
5. R a d o ń T., K l e i n t Ch.: Surf. Sci. 70, 131 (1978).
6. L e e M. J. G., R e i f e n b e r g e r R.: Surf. Sci. (w druku).
7. N e u m a n n H.: Physica 44, 587 (1969).
8. N e u m a n n H.: Ann. Phys. (Germany) 26, 89 (1971).

9. Körmendi F.: J. Phys. Chem. Sol. 33, 157 (1972); 34, 295 (1973).
10. Bagchi A.: Phys. Rev. B10, 542 (1974).
11. Caroli C., Lederer-Rozenblatt D., Roulet B., Saint-James D.: Phys. Rev. B10, 861 (1974).
12. Adawi I.: Phys. Rev. 134, A788 (1964).
13. Mahan G. D.: Phys. Rev. B2, 4334 (1970).
14. Taranko E.: Ann. Univ. Mariae Curie-Skłodowska, Lublin, sectio AA, 29/30, 40, 373 (1974/1975).
15. Taranko E.: J. de Physique 38, 163 (1977).
16. Taranko E.: Acta Phys. Pol. A53, 761 (1978).
17. Kiejna A., Wojciechowski K. F.: Acta Univ. Wrat. 241 (1975).

РЕЗЮМЕ

В работе исследовано влияние формы поверхностного потенциального барьера на характеристики фотоавтоэлектронной эмиссии из металлов. Проведено вычисления энергетического распределения и плотности тока эмитированных электронов. Полученые результаты сравнено с экспериментальными для вольфрама.

SUMMARY

The influence of the surface potential barier on the photofield emission from metals for the free electron model is investigated within the framework of the scattering theory formalism.

The total energy distribution and current density of the emitted electrons are numerically calculated. The comparison with experimental results for tungsten is given.

Złożono w Redakcji 10 VII 1978 roku.