

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

Ryszard TARANKO

Dwupasmowy model metalu w emisji polowej elektronów

Двухзонная модель металла в автоэлектронной эмиссии

Two-Band Model in Field Emission of Electrons from Metals

WSTĘP

Obliczenia struktury pasmowej metali przejściowych stanowią bardzo skomplikowany problem. Struktura pasmowa tych metali odbiega bowiem zdecydowanie od struktur, jakie posiadają metale proste. Większość metod obliczeń struktury pasmowej ciał stałych można podzielić na dwie grupy. Jedna z nich obejmuje metody polegające na diagonalizowaniu jednocząstkowego hamiltonianu wyprowadzonego z pierwszych zasad. Są to np.: metoda funkcji Greena (KKR), metoda uzupełnionych fal płaskich (APW). Druga grupa zawiera metody polegające na dopasowywaniu hamiltonianu w taki sposób, aby otrzymane wartości energii dobrze odtwarzały realne struktury. Do nich można zaliczyć wszelkiego rodzaju półempiryczne metody, bazujące na modelowych pseudopotencjałach, oraz metody interpolacyjne, proponowane np. przez Slatera i Kostera [1] czy Muellera [2].

Jednym z prostszych podejść do problemu metali o skomplikowanej strukturze energetycznej jest założenie, że elektrony "d" i elektrony "s" w tych metalach są "różnymi" cząstkami. Oddziaływanie między nimi prowadzi do przechodzenia jednego typu cząstek w drugie - rozpraszanie s-d. Zdejmuje ono zarazem degenerację wartości własnych energii pasm "s" i pasm "d" odpowiedniej symetrii w punktach, gdzie pasma te przecięłyby się w nieobecności takiego oddziaływania. W metalach przejściowych poziom Fermiego znajduje się właśnie w obszarze, w którym zachodzi dosyć mocne mieszanie się stanów typu "s" i typu "d". Prowadzi to do znacznego odejścia pasm energetycznych od swojej, nie zaburzonej oddziaływaniem postaci. Wszystkie dotychczasowe rachunki, dotyczące emisji polowej elektronów z metali, nie uwzględniały wpływu istniejących zhybrydizowanych pasm na charakterystyki emisyjne. Ponieważ, jak już wspomnieliśmy, stany leżące w pobliżu energii Fermiego są szczególnie zdeformowane przez oddziaływanie s-d, należy spodziewać się, że zaniedbanie tych efektów może zniekształcać niektóre charakterystyki emisyjne.

W niniejszej pracy podamy opis emisji polowej elektronów z modelowo zhybrydizowanych pasm energetycznych. Pasma energetyczne emitera otrzymamy, przyjmując modelowy sinusoidalny potencjał krystaliczny. Taki wybór potencjału uwarunkowany jest żądaniem, aby potencjał w miarę dobrze odtwarzał realny potencjał krystaliczny oraz prowadził do analitycznego rozwiązania równania Schrödingera. W rozdziale drugim podamy rozwiązanie równania Schrödingera w przypadku modelowej hybrydyzacji pasm energetycznych. W rozdziale trzecim rozpatrzemy rozkłady energetyczne emitowanych elektronów z pasm zhybrydizowanych i porównamy je z rozkładami otrzymywanymi w modelach swobodnoelektronowych.

ENERGETYCZNY MODEL EMITERA

W rozdziale tym określimy strukturę energetyczną i funkcje falowe elektronu w kryształach przy modelowo wprowadzonej hybrydyzacji nałożonych na siebie pasm. Zakładamy, że w kryształach istnieją dwie grupy elektronów. Jedna z nich opisana jest modelowym potencjałem sinusoidalnym o takiej amplitudzie, aby dozwolone drugie pasmo energetyczne było możliwie szerokie. Pasma to będzie odgrywało rolę swobodnoelektronowego pasma "s". Druga grupa elektronów opisana jest także modelowym sinusoidalnym potencjałem krystalicznym, ale

o amplitudzie odpowiednio większej. Prowadzi to do pasm wąskich i w sposób przybliżony pozwala modelować pasmo mocnego wiązania [3]. Amplitudę potencjału krystalicznego obu grup elektronów dobraćamy tak, aby wąskie pasmo "d" znajdowało się wewnątrz szerokiego pasma "s". Dla każdej z grup elektronów wprowadzamy potencjał postaci:

$$V(z) = 2W_1 \left(1 + \cos \frac{2\pi z}{a} \right), \quad z < 0 \quad (1A)$$

gdzie: $4W_1$ - amplituda potencjału,

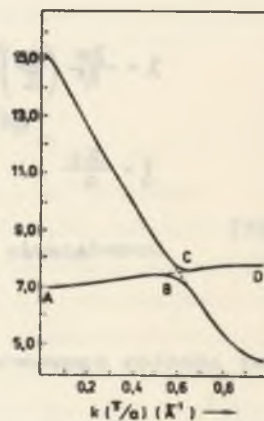
a - stała sieci kryształu.

Rozpatrując w dalszej części pracy emisję elektronów, przyjmiemy dla $z > 0$ potencjał w postaci:

$$V(z) = -eFz - E_f + \psi \quad (1B)$$

gdzie: F - natężenie pola elektrycznego,

E_f, ψ - energia Fermiego i praca wyjścia elektronu z metalu.



Ryc. 1. Model zhybrydyzowanych pasm energetycznych; szerokość pasm przed hybrydyzacją 11 eV i 1 eV, szerokość przerwy energetycznej 0,15 eV

Funkcję falową elektronu dla wnętrza emitera zapiszemy w postaci:

$$\psi(\vec{r}) = e^{i\vec{k}_\parallel \cdot \vec{r}_\parallel} \psi(z) \quad (2)$$

gdzie: $\vec{k}_\parallel, \vec{r}_\parallel$ - składowe wektorów \vec{k}, \vec{r} równoległe do powierzchni emitera.

Taka postać funkcji falowej uzasadniona jest jednowymiarowym charakterem bariery przypowierzchniowej. Ponieważ w płaszczyźnie prosto-

padłej do kierunku emisji nie działają żadne siły, składowa wektora falowego elektronu, równoległa do powierzchni metalu, zostaje w trakcie tunelowania zachowana.

Równanie Schrödingera transformuje się więc do postaci:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + (V(z) - E_{\perp})\psi(z) = 0 \quad (3)$$

gdzie: energia $W \equiv E_{\perp} = E - \frac{\hbar^2 k_{\parallel}^2}{2m}$ — energia "normalna", tzn. energia elektronu związana ze składową pędu w kierunku emisji.

Przyjmując za funkcję falową elektronu, funkcję wyrażoną wzorem (2) otrzymujemy:

$$\frac{d^2\psi(z)}{dz^2} + (\lambda + 2q \cos 2\xi)\psi(\xi) = 0 \quad (4)$$

gdzie: $q = \frac{2m}{\hbar^2} \frac{a^2}{\pi^2} W_1$,

$$\lambda = \frac{2m}{\hbar^2} \left(\frac{a}{\pi}\right)^2 (E_{\perp} - 2W_1),$$

$$\xi = \frac{\pi z}{a}.$$

Rozwiązanie powyższego równania zapiszemy w postaci:

$$\begin{aligned} \psi(z) = & A e^{i\beta \frac{\pi}{a} z} \sum_{N=-\infty}^{+\infty} C_{2r+l} e^{i\frac{\pi}{a} z(2r+l)} + \\ & + B e^{-i\beta \frac{\pi}{a} z} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+l} e^{-i\frac{\pi}{a} z(2r+l)} \end{aligned} \quad (5)$$

gdzie: $l = 0, 1$ odnosi się do parzystych i nieparzystych dozwolonych obszarów energii elektronu w kryształach,

A, B — stałe całkowania,

β, C_{2r+l} — współczynniki podlegające wyznaczeniu.

Zauważmy, że postać funkcji (5) ma kształt ogólnej reprezentacji funkcji falowej w kryształach:

$$\psi(z) = A e^{ikz} u_{n,k}(z) + B e^{-ikz} u_{n,-k}(z) \quad (6)$$

gdzie: n - numer pasma,

$U_{nI}(z)$ - periodyczna część funkcji falowej.

We wzorze (5) pierwszy (drugi) wyraz odpowiada fali elektronowej padającej (odbitej) na barierę powierzchniową od strony metalu.

Rozwiązanie równania Schrödingera w obszarze $z > 0$ ma postać:

dla $z > z_0$, $z_0 = (E_F + \varphi - E_L)/eF$, $Y = \left(\frac{2meF}{\hbar^2}\right)^{1/3} (z - z_0)$,

$$\begin{aligned} \varphi(z) = A \frac{2}{\sqrt{3}} e^{-i\pi/6} Y^{1/2} \left[J_{1/3} \left(\frac{2}{3} Y^{3/2} \right) e^{i\pi/3} + \right. \\ \left. + J_{2/3} \left(\frac{2}{3} Y^{3/2} \right) e^{-i\pi/3} \right] \end{aligned} \quad (7A)$$

dla $z < z_0$, $Y = iY$,

$$\begin{aligned} \varphi(z) = A \frac{2}{\sqrt{3}} e^{-i\pi/6} Y^{1/2} \left[I_{-1/3} \left(\frac{2}{3} Y^{3/2} \right) e^{-i\pi/6} - \right. \\ \left. - I_{2/3} \left(\frac{2}{3} Y^{3/2} \right) e^{i\pi/6} \right] \end{aligned} \quad (7B)$$

gdzie: $J_\nu(x)$, $I_\nu(x)$ - funkcje Bessela; pierwszego rodzaju, zmodyfikowana

Wprowadźmy dalej modelowy potencjał oddziaływania elektronów $s-d$ $V_{s-d}(\vec{k})$. Niech $E_s(\vec{k})$, $E_d(\vec{k})$ oznaczają wartości własne hamiltonianu nie oddziaływających elektronów. Zhybrydyzowane pasma otrzymamy poprzez diagonalizację modelowego hamiltonianu:

$$H = \begin{bmatrix} E_s(\vec{k}) & V_{s-d}(\vec{k}) \\ V_{d-s}(\vec{k}) & E_d(\vec{k}) \end{bmatrix} \quad (8)$$

$$V_{d-s}(\vec{k}) = V_{s-d}^*(\vec{k})$$

Wartościami własnymi powyższego hamiltonianu są:

$$E^{\pm}(\vec{k}) = \frac{1}{2} \left\{ E_s(\vec{k}) + E_d(\vec{k}) \pm \left[(E_s(\vec{k}) - E_d(\vec{k}))^2 + 4|V_{s-d}(\vec{k})|^2 \right]^{1/2} \right\} \quad (9)$$

gdzie $+(-)$ oznacza górne (dolne) zhybrydyzowane pasmo energetyczne. Niech $f_s(\vec{k})$ i $g_d(\vec{k})$ będą funkcjami falowymi nie oddziaływających pasm "s" i "d". Funkcje falowe $\Psi_{\vec{k}}^{\pm}(\vec{r})$ pasm zhybrydyzowanych wyrażają się poprzez kombinacje funkcji $f_s(\vec{k})$ i $g_d(\vec{k})$ w sposób następujący:

$$\Psi_{\vec{k}}^{\pm}(\vec{r}) = a_s^{\pm}(\vec{k}) f_s(\vec{k}) + a_d^{\pm}(\vec{k}) g_d(\vec{k}) \quad (10)$$

gdzie: $a_s^{\pm}(\vec{k})$, $a_d^{\pm}(\vec{k})$ są współczynnikami hybrydyzacyjnymi funkcji pasm nie oddziaływających i np. dla pasma górnego spełniają związki (podobne związki spełniają i dla pasma dolnego):

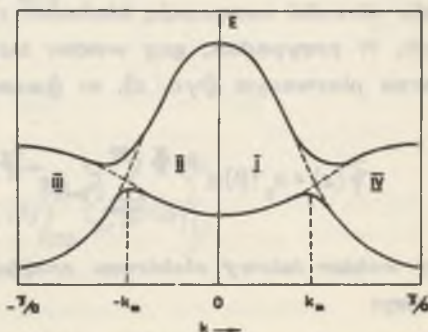
$$a_s^+(\vec{k})/a_d^+(\vec{k}) = V_{s-d}(\vec{k}) / (E^+(\vec{k}) - E_s(\vec{k})) \quad (11)$$

Zakładając dalej, że funkcje pasm nie oddziaływających są unormowane i ortogonalne, otrzymujemy (dla pasma górnego):

$$\begin{aligned} a_s^+(\vec{k}) &= \left[(E_d(\vec{k}) - E^+(\vec{k})) / (E_s(\vec{k}) - E_d(\vec{k}) - 2E^+(\vec{k})) \right]^{1/2} \\ a_d^+(\vec{k}) &= \left[(E_s(\vec{k}) - E^+(\vec{k})) / (E_s(\vec{k}) + E_d(\vec{k}) - 2E^+(\vec{k})) \right]^{1/2} \end{aligned} \quad (12)$$

Obecnie przejdziemy do konstrukcji funkcji falowych. Jak już wspomnieliśmy, pasmo "s" modelujemy poprzez użycie potencjału o dosyć małej amplitudzie ~ 1 eV. Otrzymamy pasma energetyczne o szerokościach odpowiednio: pierwsze pasmo - 3,5 eV i drugie $\sim 11,5$ eV. Jako funkcje typu "s" weźmiemy funkcje falowe odpowiadające drugiemu pasmu. Pasmo to, zarówno szerokością, jak i charakterem funkcji falowych odpowiada większości pasm swobodnoelektronowych spotykanych w realnych metalach. Pasmo "d" modelujemy, przyjmując potencjał krystaliczny także w postaci sinusoidalnej, ale o amplitudzie odpowiednio dużej ~ 19 eV. Prowadzi to do powstania pierwszego pasma energetycznego o szerokości $\sim 1,8$ eV, znajdującego się wewnątrz szerokiego pasma "s". Jeszcze raz przypominamy, że z założenia przyjmujemy, iż obie grupy elektronów są niezależne. Każda grupa elektronów "widzi" tylko "swoją" potencjał, funkcje falowe zaś z założenia są ortogonalne. Potencjał oddziaływania $V_{s-d}(\vec{k})$ traktujemy również modelowo. Jego kształt przyjmujemy w postaci podobnej do zależności dyspersyjnej pasm nie oddziaływających.

Tak więc, $V_{s=d}(k)$ przyjmijmy w postaci takiej zależności energii od wektora falowego, jak w przypadku potencjału sinusoidalnego o pewnej amplitudzie. Amplitudę tę dobieramy tak, aby pasma po zhybrydyzowaniu nie odbiegały zbyt na granicach strefy Brillouina od swoich położenia pierwotnych (małe przesunięcia hybrydyzacyjne). Kształt pasm przed i po zmieszaniu przedstawia ryc. 2.



Ryc. 2. Model zhybrydyzowanych pasm energetycznych; opis w tekście

Funkcja $f_s(k)$, odpowiadająca drugiemu pasmu, ma postać w schemacie strefy rozwiniętej (przyp. jednowym.):

$$f_s(\vec{k}) = e^{i(\beta+1)\frac{\pi}{a}z} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1} e^{i\frac{2\pi}{a}rz} \quad (13)$$

a w schemacie strefy zredukowanej:

$$f_s(\vec{k}) = e^{i\beta\frac{\pi}{a}z} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1} e^{i\frac{2\pi}{a}(r+1)z} \quad (14)$$

gdzie: $\beta_r^s = 1 - \beta^s$.

Funkcja $g_d(k)$, reprezentująca pasmo wąskie "d", wyraża się wzorem:

$$g_d(k) = e^{i\beta^d\frac{\pi}{a}z} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r} e^{i\frac{2\pi}{a}rz} \quad (15)$$

Rozpatrzmy zhybrydyzowane dolne pasmo (ryc. 2). Niech k_m oznacza wektor falowy, odpowiadający maksimum tego pasma. Oznacza my obszar w przestrzeni wektora falowego od 0 do k_m numerem pierwszym, od 0 do $-k_m$ numerem drugim, od $-k_m$ do $-\frac{\pi}{a}$ numerem trzecim i od $+k_m$ do $+\frac{\pi}{a}$ numerem czwartym. Zauważmy, że stany elektronowe opisane wektorem falowym z obszarów pierwszego i trzeciego przedstawiają fale elektronowe, poruszające się na prawo. Wynika to ze znaku pochodnej $\hbar^{-1} dE/d\vec{k} \equiv v_x > 0$. Natomiast elektrony o wektorach falowych z obszarów drugiego i czwartego poruszają się w kierunku na lewo.

ROZKŁADY ENERGETYCZNE EMITOWANYCH ELEKTRONÓW PORÓWNANIE Z MODELEM ELEKTRONÓW SWOBODNYCH

Rozpatrzmy emisję z metalu o strukturze energetycznej przedstawionej na ryc. 1. Funkcję falową elektronu poruszającego się w metalu zapiszemy w postaci:

$$\psi^{\text{METAL}}(z) = A \vec{\psi}(z) + B \overleftarrow{\psi}(z) \quad (16)$$

gdzie strzałki oznaczają kierunek rozprzestrzeniania się fal elektronowych. W przypadku, gdy wektor falowy elektronu znajduje się w obszarze pierwszym (ryc. 2), to (pasmo dolne)

$$\vec{\psi}(z) = \alpha_s(\beta) e^{i\beta z \frac{\pi}{a}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s e^{-i\frac{2\pi}{a}(r+1)z} + \alpha_d^-(\beta) e^{i\beta z \frac{\pi}{a}} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d e^{i\frac{2\pi}{a}rz} \quad (17)$$

Gdy wektor falowy elektronu znajduje się w obszarze trzecim, otrzymujemy:

$$\vec{\psi}(z) = \alpha_s^-(\beta) e^{-i\beta \frac{\pi}{a} z} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s e^{i\frac{2\pi}{a}(r+1)z} + \alpha_d^-(\beta) e^{-i\beta \frac{\pi}{a} z} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d e^{-i\frac{2\pi}{a}rz} \quad (18)$$

Fale elektronowe odbite od bariery otrzymujemy poprzez sprzężenie powyższych wyrażeń.

Współczynnik przejścia elektronów z metalu przez powierzchniową barierę potencjału obliczymy, biorąc stosunek prądu elektronowego przechodzącego przez barierę powierzchniową i padającego na barierę od strony wnętrza emitera. W przypadku, gdy wektor falowy padającego elektronu znajduje się w obszarze pierwszym (ryc. 2), otrzymujemy:

$$D = \frac{18F|C|^2}{4\pi\hbar} \bigg/ j_{\text{pod}} \bigg|_{z=0} \quad (19)$$

$$j_{\text{pod}} \big|_{z=0} = \frac{\hbar}{2m} |A|^2 \left\{ \alpha_s^{-1} G_1 + \alpha_d^{-2} G_2 - \alpha_s^- \alpha_d^- G_3 \right\}$$

$$G_1 = \frac{2\pi}{a} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s (\beta - 2r - 2)$$

$$G_2 = \frac{2\pi}{\alpha} \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d (\beta + 2r),$$

$$G_3 = \frac{2\pi}{\alpha} \left\{ \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d (\beta + 2r) + \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s (\beta - 2r - 2) \right\},$$

$$|C/A|^2 = 4A_{21}^2 \alpha_{11}^2 / \left| \frac{d\Phi}{dz} \alpha_{11} + i\Phi A_{21} \right|^2 \Big|_{z=0},$$

$$\alpha_{11} = \alpha_s^-(\beta) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s + \alpha_d^-(\beta) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d,$$

$$A_{21} = \frac{\pi}{\alpha} \left\{ \alpha_s^-(\beta) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r+1}^s (\beta - 2r - 2) + \alpha_d^-(\beta) \sum_{r=-\infty}^{+\infty} C_{2r}^d (\beta + 2r) \right\},$$

gdzie: $\Phi(z)$ wyraża się wzorem (7).

W przypadku, gdy tunelujący elektron posiada wektor falowy z obszaru drugiego (ryc. 2), we wzorze na współczynnik D zachodzą zmiany:

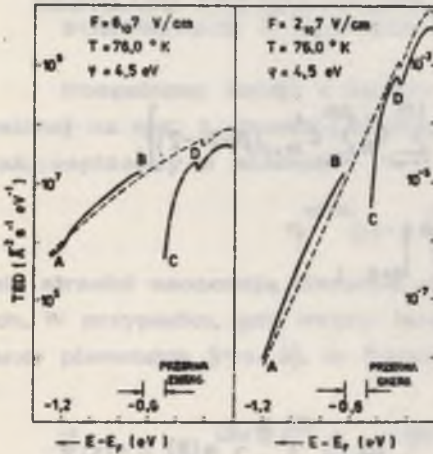
$$\begin{array}{lcl} G_1 & \longrightarrow & - G_1 \\ G_2 & \longrightarrow & - G_2 \\ G_3 & \longrightarrow & - G_3 \\ A & \longrightarrow & - A \\ 21 & & 21 \end{array}$$

Rozkład energetyczny wyliczymy z ogólnie stosowanego wzoru

[3]:

$$TED(E) = \frac{4\pi m}{h^3} \frac{1}{\exp((E-E_F)/kT)+1} \int_0^E D(E_1) dE_1 \quad (20)$$

Obliczenia numeryczne przeprowadzono dla następujących parametrów: $\varphi = 4,5$ eV, $T = 76^\circ$ K, szerokość pasma "s" ~ 11 eV, szerokość pasma "d" ~ 1 eV, $E_F = 8,2$ eV (względem dna pasma szerokiego przed hybrydyzacją). Wyniki obliczeń dla pól $F = 2 \cdot 10^7$ V/cm i $6 \cdot 10^7$ V/cm przedstawione są na ryc. 3. Dla porównania przedstawiono na niej również sumę rozkładów energetycznych z pasma szerokiego "s" i wąskiego "d". Rozkłady z pasm zhybrydowanych odzwierciedlają dość ostro charakterystyczne punkty (A, B, C, D) struktury pasmowej (ryc.3). Punkt A (pojawienie się nowego pasma) daje zauwa-



Ryc. 3. Rozkłady energetyczne emitowanych elektronów z metalu o modelowo zhybrydyzowanej strukturze pasmowej

żalny wkład do rozkładu, praktycznie tylko dla pola $6 \cdot 10^4$ V/cm. Natomiast punkt B zaznacza się na obu krzywych dosyć wyraźnie. Związane to jest ze zmniejszaniem się współczynnika przejścia w miarę zbliżania się do maksimum dolnego pasma. Krzywa rozkładu energetycznego elektronów pochodzących z górnego pasma również odzwierciedla punkty C i D struktury pasmowej.

Rozkłady, począwszy od dna górnego pasma, szybko rosną. W punkcie D daje się zauważyć pewne zaníženie emisji. Związane jest to z prawym brzegiem górnego pasma.

Dla wyższych energii rozkład nie wykazuje już żadnych osobliwości. Rozkład energetyczny elektronów emitowanych z metalu o strukturze przedstawionej na ryc. 1, ale bez hybrydyzacji, przedstawiałby się jako suma rozkładów z poszczególnych pasm, natomiast w obszarze energetycznym, odpowiadającym przekrywaniu się tych pasm, charakteryzowałby się pewnym wzmocnieniem emisji. Dodanie do tego modelu oddziaływania powodującego hybrydyzację pasm energetycznych daje w wyniku przerwę energetyczną. Prowadzi to w prostej linii do zaniku prądu emisyjnego w tym obszarze energii. W doświadczeniu, przy emisji zarówno z wolframu, jak i molibdenu, nie obserwujemy tak gwałtownych zmian w rozkładach energetycznych emitowanych elektronów. Wynika to stąd, że w strukturze energetycznej tych metali, w obszarze energii badanych za pomocą emisji polowej, nie ma absolutnych przerw energetycznych. Na przykład w wolfranie, w strukturze energetycznej wzdłuż kierunku Δ (w okolicy poziomu Fermiego), istniejąca przerwa między pasmami o symetrii Δ jest przekryta dwoma pasmami: Δ_7 i Δ_6 . Gdybyśmy obliczyli rozkład energie-

tyczny elektronów emitowanych z metalu o takiej strukturze pasmowej (z założenia izotropowej) - tzn. wolfram, kierunek Δ - to nie otrzymalibyśmy tak ostrej przerwy jak na ryc.3. Pasma przekrywające przerwę także dałyby bowiem swój wkład do emisji i efekt przerwy hybrydizacyjnej byłby częściowo ukryty. Niemniej jednak, rozkład ten odzwierciedlałby wszystkie szczegóły struktury pasmowej. W świetle wyników przedstawionych w tym rozdziale można sądzić, że za anomalny rozkład energetyczny ze ściany (100) wolframu w dużej mierze odpowiedzialna jest hybrydizacja pasm Δ_7 . Zarówno teoria, jak i doświadczenie wskazują, że największe wzmocnienie emisji umiejscowione jest w otoczeniu lokalnego maksimum dolnego zhybrydizowanego pasma. Szerokość tego pasma, uzyskana doświadczalnie, może różnić się od obliczonej teoretycznie. Spowodowane to jest wpływem pewnych efektów, związanych z anizotropowością struktury energetycznej wolframu.

PIŚMIENNICTWO

1. Slater J. C., Koster G. F.: Phys. Rev. 94, 1498 (1954).
2. Mueller F. M.: Phys. Rev. 153, 659 (1967).
3. Piłat M., Taranko R., Wysokiński K. I.: Phys. Stat. Sol. (b) 71, K169 (1975).
4. Taranko R.: Phys. Stat. Sol. (b) 82, K5 (1977).

РЕЗЮМЕ

В работе обсуждается проблема автоэлектронной эмиссии из металлов, которых зонная структура описана с помощью двух гибридизующихся зон. Полученные энергетические распределения эмитированных электронов отражают все характерные точки зонной структуры эмитера.

SUMMARY

The problem of the field emission of electrons from metals was investigated. The emitter was described by the broad and narrow energy band. These bands were obtained in the sinusoidal model crystal potential. The total energy distribution of the emitted electrons shows all the interesting points of the band structure of the emitter.