

Materiały i przyrządy półprzewodnikowe



Wykład 8: Złącze metal – półprzewodnik. Heterozłącza.

Paweł Wójcik

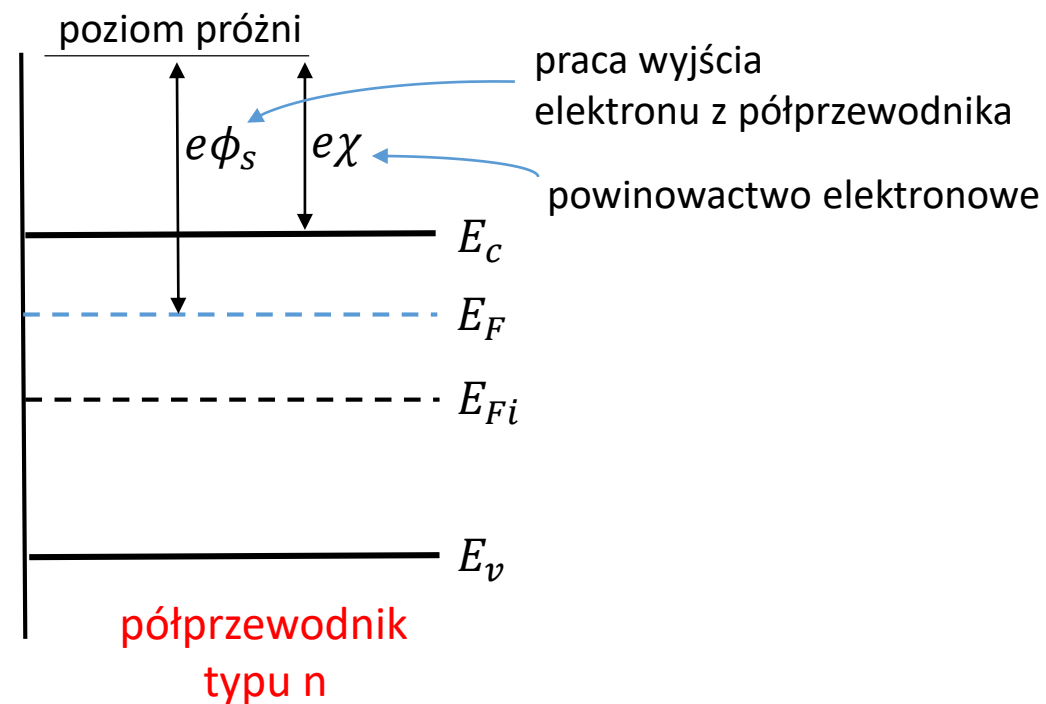
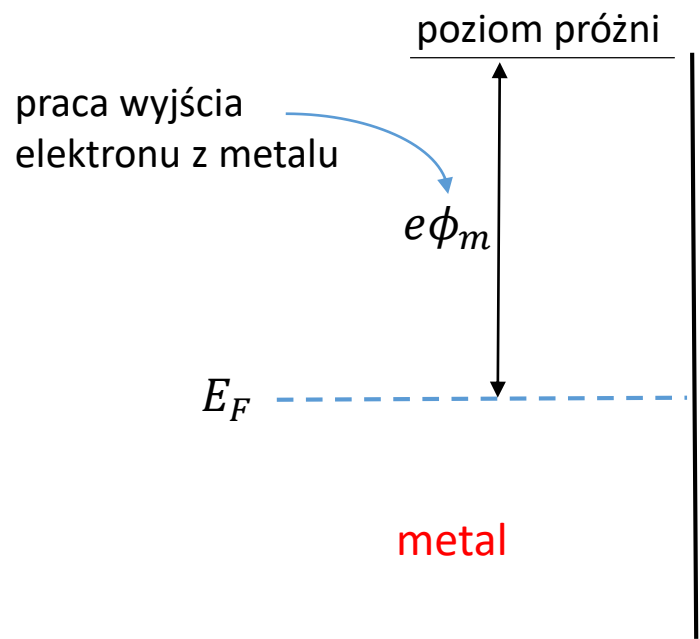


Plan wykładu:

1. Złącze metal – półprzewodnik
2. Heterozłącza półprzewodnikowe
3. Dioda rezonansowo tunelowa

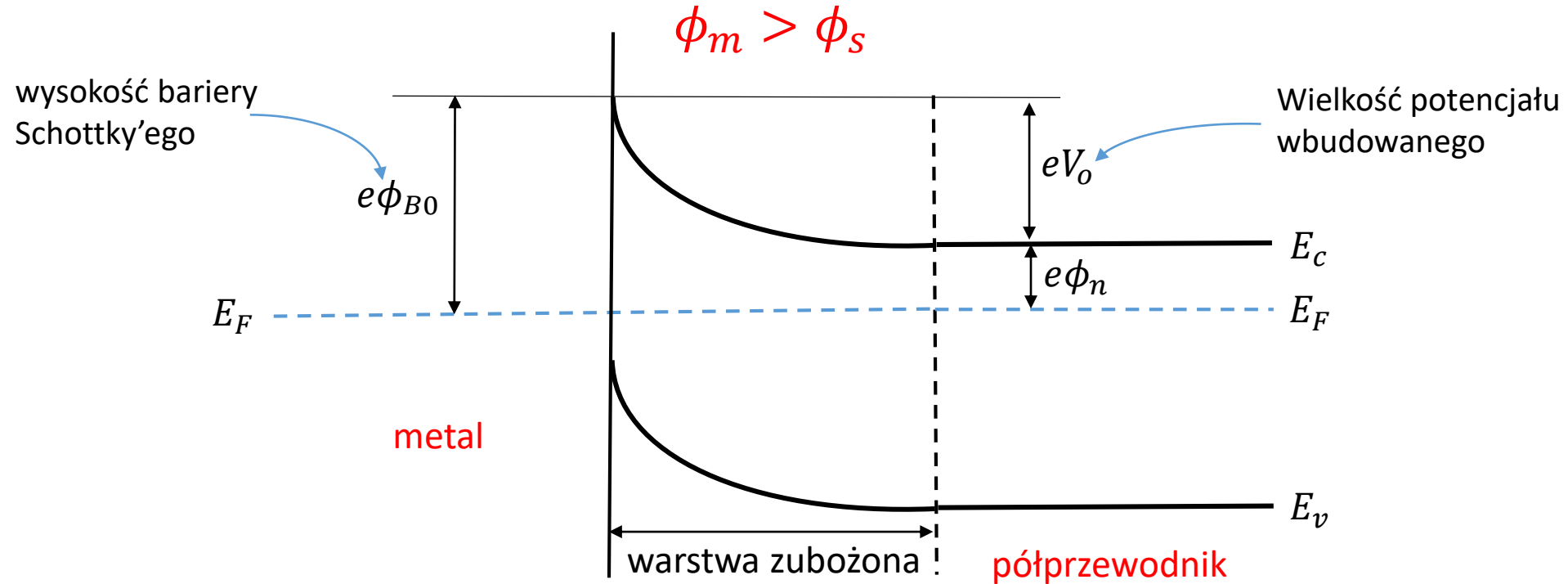
Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

- Złącze metal – półprzewodnik było jednym z pierwszych urządzeń półprzewodnikowych używanym już w 1900 roku.
- Ponieważ złącze to było ciężko reprodukowalne i podatne na uszkodzenia mechaniczne zostało w latach 50-tych zastąpione złączami typu p-n. Obecnie złącza takie występują w szerokiej gamie urządzeń elektronicznych i nanoelektronicznych głównie w postaci złącz omowych, ale nie tylko.



Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

Co się stanie, jeśli złączymy metal z półprzewodnikiem zakładając, że $\phi_m > \phi_s$?

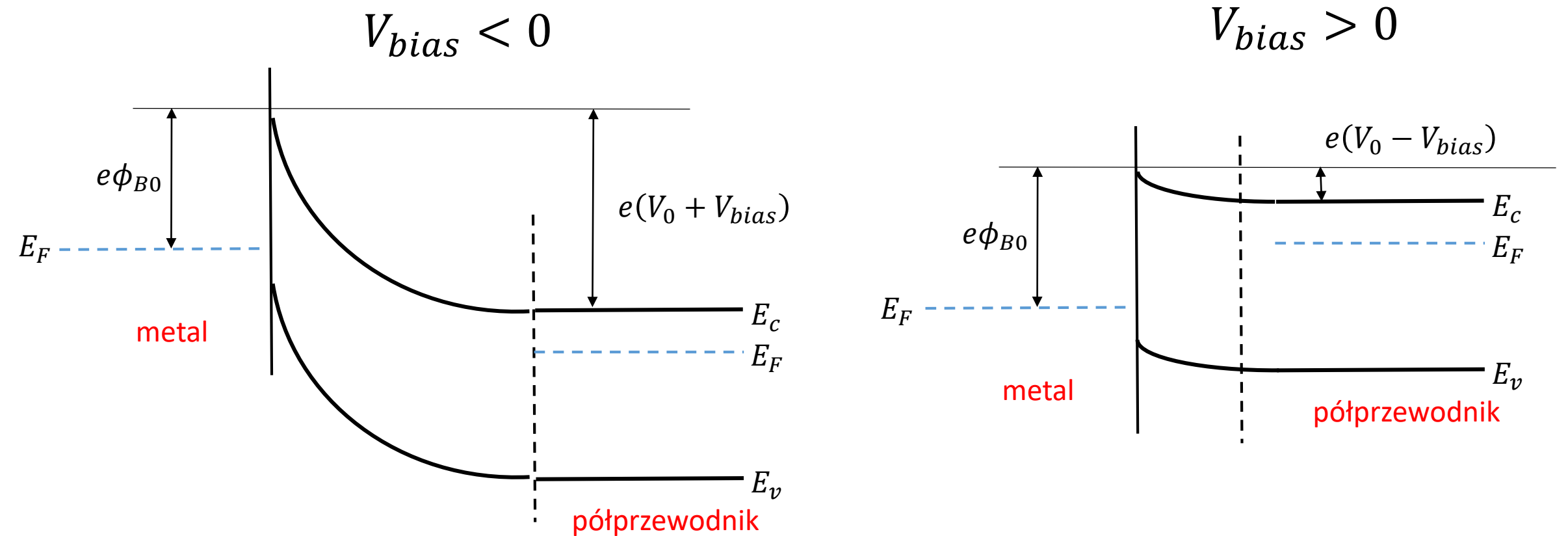


W złączy pojawia się bariera Schottky'ego ϕ_{B0} , czyli bariera jaką „odczuwają” elektrony w metalu chcąc przepłynąć do półprzewodnika. Z drugiej strony, elektrony z półprzewodnika „odczuwają” potencjał wbudowany V_0 chcąc przepłynąć do metalu.

$$\phi_{B0} = \phi_m - \chi$$

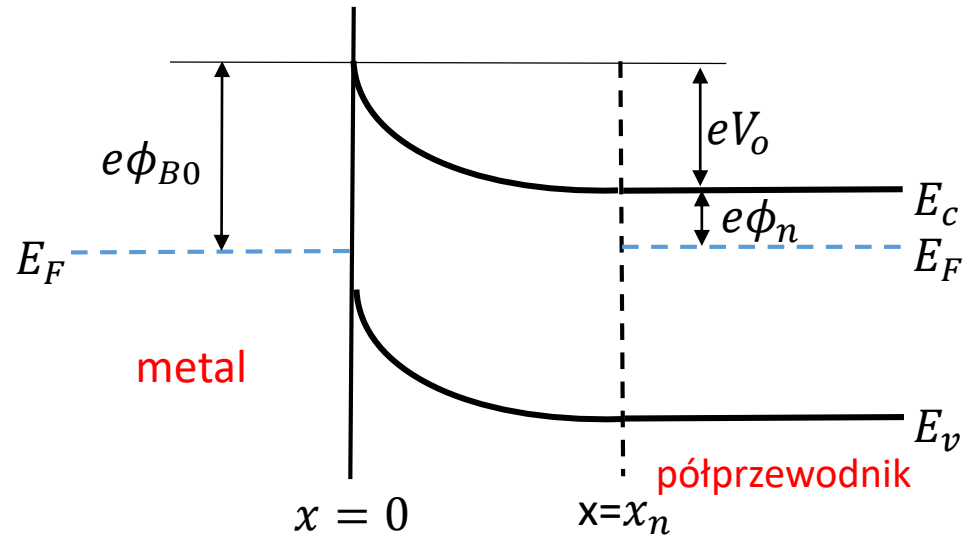
$$V_0 = \phi_{B0} - \phi_n$$

Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego



- Po przyłożeniu napięcia w kierunku zaporowym potencjał wbudowany powiększa się o V_{bias} , zaś wysokość bariery Schottky'ego w pierwszym przybliżeniu pozostaje niezmienną.
- Przyłożenie napięcia w kierunku przewodzenia skutkuje zmniejszeniem potencjału wbudowanego, co pozwala na przepływ prądu z półprzewodnika do metalu.
- W przeciwieństwie do diody p-n, prąd w złączu metal-półprzewodnik związany jest z przepływem ładunków większościowych.

Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego



Aby wyznaczyć własności elektrostatyczne takiego złącza rozwiążmy równanie Poissona

$$\frac{d\mathcal{E}}{dx} = \frac{\rho(x)}{\epsilon}$$

$$\mathcal{E} = \int \frac{eN_d}{\epsilon} dx = \frac{eN_dx}{\epsilon} + C_1$$

Stałą C_1 wyznaczamy z warunku znikania pola elektrycznego dla $x = x_n$

$$C_1 = -\frac{eN_dx_n}{\epsilon} \longrightarrow \mathcal{E} = -\frac{eN_d}{\epsilon}(x_n - x)$$

Postępując podobnie jak dla złącza p-n możemy wyznaczyć szerokość przerwy zubożonej

$$W = x_n = \left[\frac{2\epsilon(V_0 + V_{bias})}{eN_d} \right]^{1/2}$$

Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

Stąd pojemność

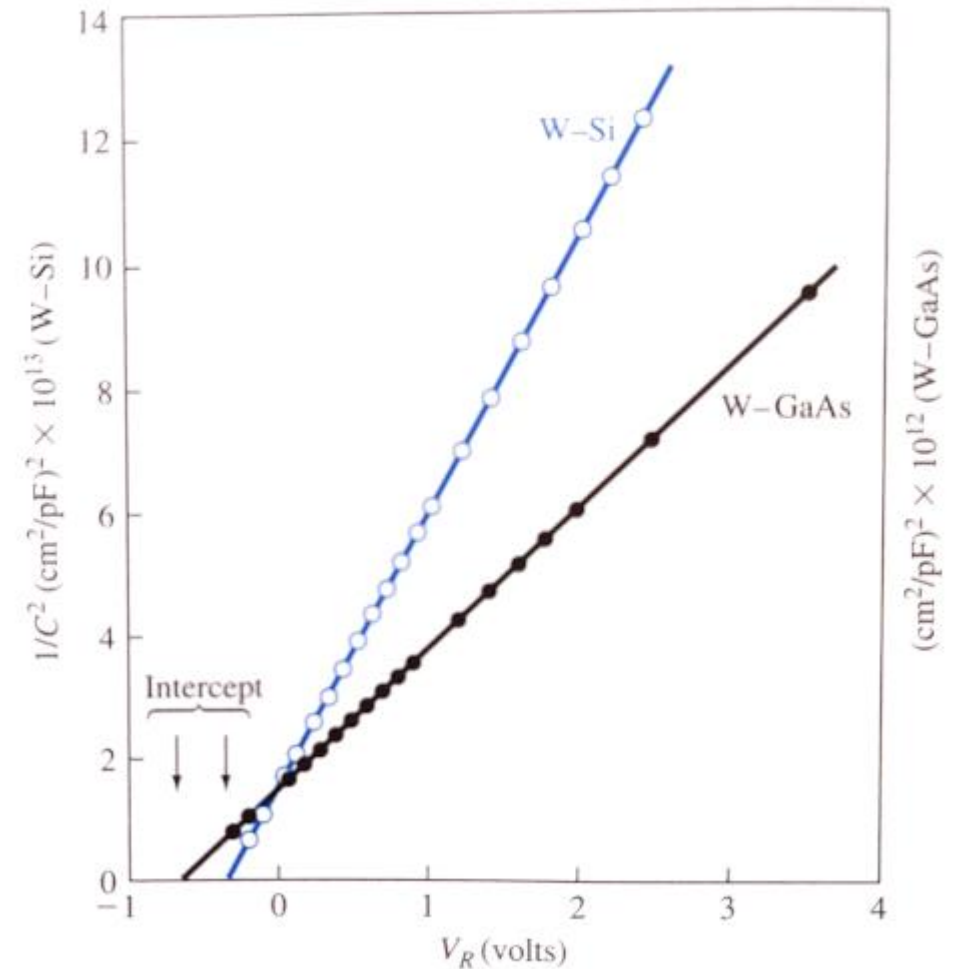
$$C = eN_d \frac{dx_n}{dV_{bias}} = \left[\frac{e\epsilon N_d}{2(V_0 + V_{bias})} \right]^{1/2}$$

Możemy przekształcić następująco

$$\left(\frac{1}{C} \right)^2 = \frac{2(V_0 + V_{bias})}{e\epsilon N_d}$$

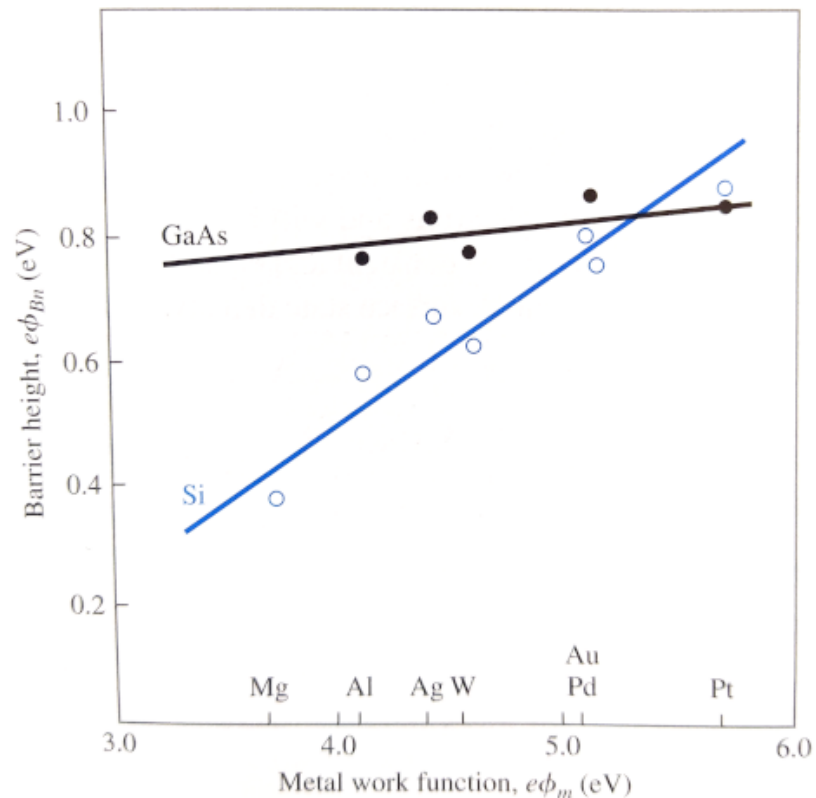
Pomiar $(1/C)^2$ od V_{bias} wykorzystujemy do wyznaczania:

- potencjału wbudowanego V_0 ,
- koncentracji domieszek donorowych N_d , a stąd również ϕ_n ,
- wysokości bariery Schottky'ego, V_{B0} .



Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

Metal	Mg	Ti	Cr	W	Mo	Pd	Au	Pt
ϕ_{Bn} (V)	0.4	0.5	0.61	0.67	0.68	0.77	0.8	0.9
ϕ_{Bp} (V)		0.61	0.50		0.42		0.3	
Work Function	3.7	4.3	4.5	4.6	4.6	5.1	5.1	5.7



Istnieje monotoniczna zależność pomiędzy wielkością bariery Schottky'ego a pracą wyjścia, ale nie jest ona tak prosta jak podano na poprzednich slajdach.

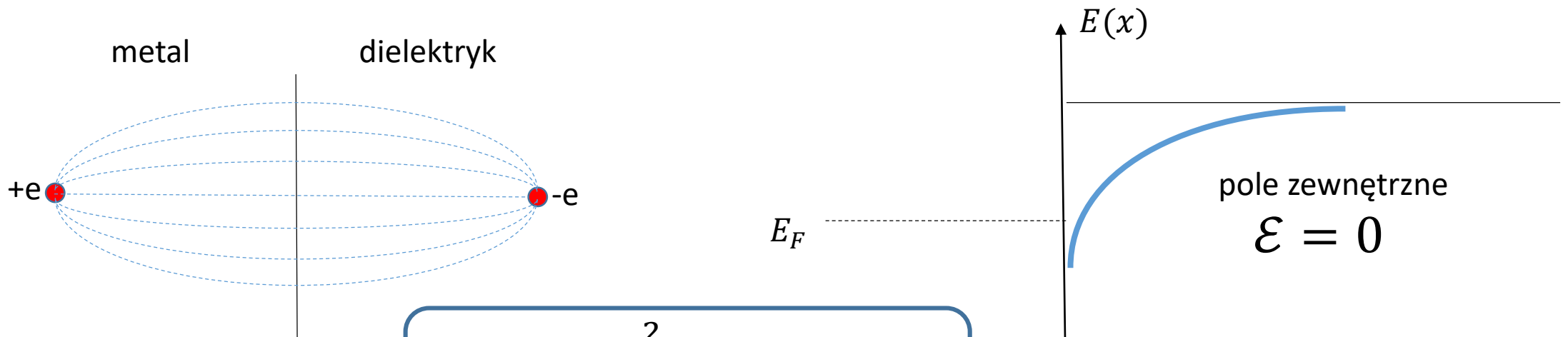
Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

Istnieje kilka efektów, które powodują, że wysokość bariery Schottky'ego nie jest taka, jak opisuje wzór

$$\phi_{B0} = \phi_m - \chi$$

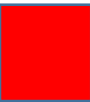
A. Efekt Schottky'ego

Elektron w dielektryku w odległości x od powierzchni z metalem wytwarza pole elektryczne, którego linie muszą być prostopadłe do powierzchni metalu. W metodzie obrazów odpowiada to ładunkowi o przeciwnym znaku zlokalizowanemu w tej samej odległości od powierzchni metalu, ale po przeciwnej stronie.



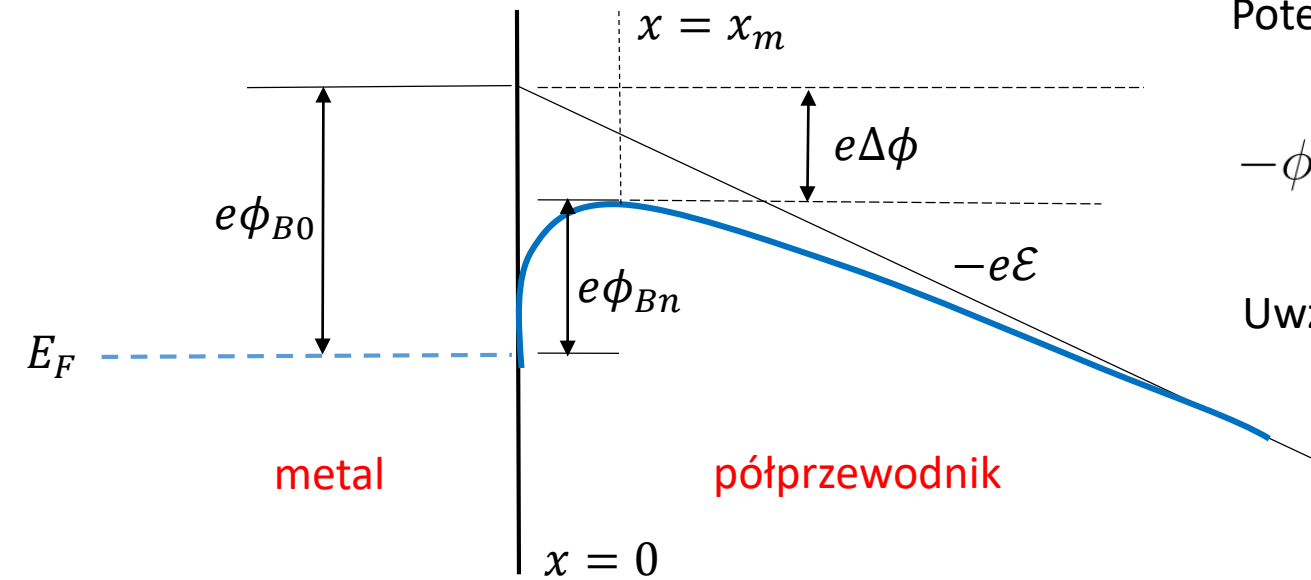
$$F = \frac{-e^2}{4\pi\epsilon(2x)^2} = -e\mathcal{E}_{obraz}$$

Siła Coulomba związana z oddziaływaniem elektronu z obrazem



Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

A. Efekt Schottky'ego



Potencjał pochodzący od oddziaływania z obrazem

$$-\phi(x) = \int_x^\infty \mathcal{E}_{obraz} dx' = \int_x^\infty \frac{e}{4\pi\epsilon 4(x')^2} dx' = \frac{-e}{16\pi\epsilon x}$$

Uwzględniając zewnętrzne pole elektryczne

$$-\phi(x) = \frac{-e}{16\pi\epsilon x} - \mathcal{E}x$$

Pozycje x_m , w której występuje maksimum oraz wielkość $\Delta\phi$ możemy obliczyć z warunku

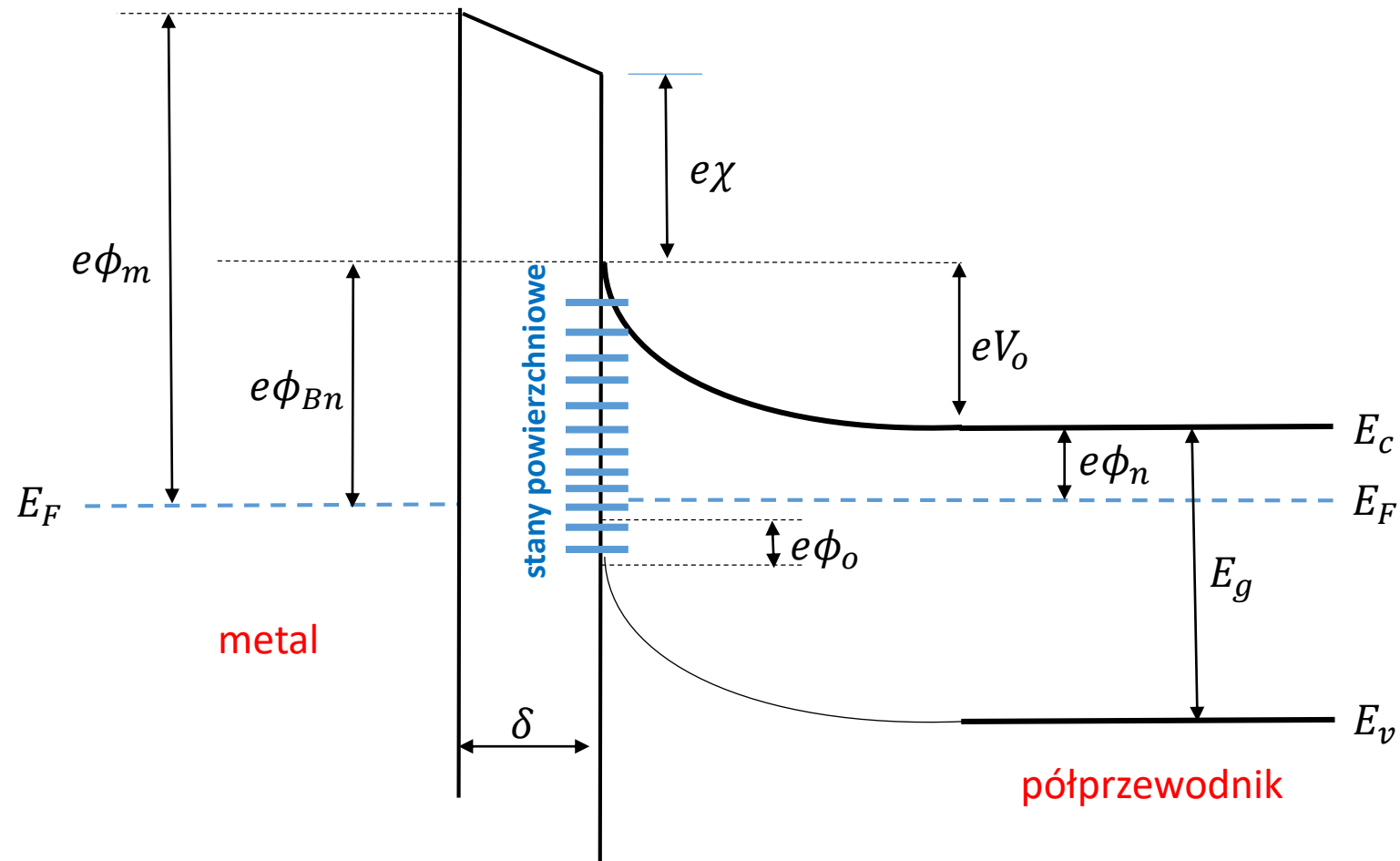
$$\frac{d(e\phi(x))}{dx} = 0$$

Stąd

$$x_m = \sqrt{\frac{e}{16\pi\epsilon\mathcal{E}}} \quad \text{oraz} \quad \Delta\phi = \sqrt{\frac{e\mathcal{E}}{4\pi\epsilon}}$$

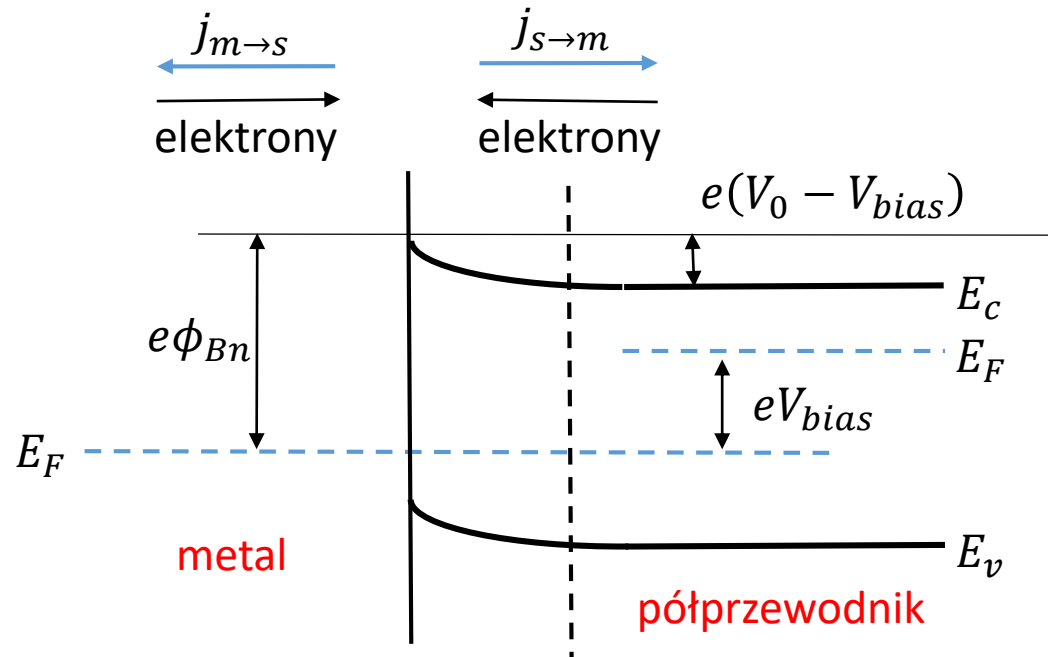
Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego

B. Stany powierzchniowe – w rzeczywistości na styku obu materiałów pojawia się cienka warstwa izolatora i pojawiają się stany powierzchniowe, które zmieniają obraz tego co dzieje się w złączu.



Złącze metal – półprzewodnik. Dioda Schottky'ego

Charakterystyka prądowo-napięciowa



Całkowity prąd przez złącze jest różnicą prądów płynących w lewo i prawo

$$j = j_{s \rightarrow m} - j_{m \rightarrow s}$$

Prąd z półprzewodnika do metalu

$$j_{s \rightarrow m} = \frac{2e}{\Omega} \sum_{\mathbf{k}} V_x f(E_{\mathbf{k}})$$

Zakładając przybliżenie rozkładem Boltzmana

$$f(E_{\mathbf{k}}) \approx e^{-(E_{\mathbf{k}} - E_F)/k_B T}$$

oraz przybliżenie pasma parabolicznego

$$E_{\mathbf{k}} = E_c + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \longrightarrow V_x = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_{\mathbf{k}}}{\partial k_x} = \frac{\hbar k_x}{m^*}$$

a następnie zastępując sumowanie całkowaniem, otrzymujemy

$$j_{s \rightarrow m} = \frac{\hbar e}{4\pi^3 m^*} \int d^3 k k_x \exp \left[\frac{E_F - E_c - \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}}{k_B T} \right]$$

Złącze metal – półprzewodnik. Dioda Schottky'ego

Całkowanie po zmiennej k_y oraz k_z wykonujemy w granicach od $-\infty$ do $+\infty$. Natomiast całkowanie po zmiennej k_x w przedziale od pewnego k_{x0} do $+\infty$, gdzie k_{x0} określone jest przez minimalną energię kinetyczną potrzebną do pokonania potencjału wbudowanego

$$\frac{\hbar^2 k_{x0}^2}{2m^*} = e(V_0 - V_{bias})$$

Otrzymujemy

$$j_{s \rightarrow m} = \frac{ek_B T}{2\pi^2 \hbar} \exp\left[\frac{E_F - E_c}{k_B T}\right] \int_{k_{x0}}^{\infty} k_x \exp\left[-\frac{\hbar^2 k^2}{2m^* k_B T}\right] dk_x$$

$$j_{s \rightarrow m} = \frac{em^*(k_B T)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left[\frac{E_F - E_c - e(V_0 - V_{bias})}{k_B T}\right] = j_{th} \exp\left[\frac{E_F - E_c - e(V_0 - V_{bias})}{k_B T}\right]$$

Aby obliczyć prąd j należy jeszcze wyznaczyć składową $j_{m \rightarrow s}$ odpowiadającą transportowi elektronów z metalu do półprzewodnika. Elektrony takie oddziałują z barierą Schottky'ego, która nie ulega zmianie po przyłożeniu napięcia, a zatem prąd ten nie powinien ulegać istotnym zmianom w wyniku przyłożenia napięcia V_{bias} . To oznacza, że można go wyznaczyć z warunku równowagi prądów dla napięcia $V_{bias} = 0$.

Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky'ego.

A zatem dla $V_{bias} = 0$

$$j = j_{s \rightarrow m} - j_{m \rightarrow s} = 0$$

Stąd

$$j_{m \rightarrow s} = j_{th} \exp \left[\frac{E_F - E_c - eV_0}{k_B T} \right]$$

A zatem, charakterystyka prądowo-napięciowa

$$j = A^* T^2 \exp \left[\frac{E_F - E_c - eV_0}{k_B T} \right] \left(\exp \left(\frac{eV_{bias}}{k_B T} \right) - 1 \right)$$

$$j = A^* T^2 \exp \left[\frac{-e\phi_{B0}}{k_B T} \right] \left(\exp \left(\frac{eV_{bias}}{k_B T} \right) - 1 \right)$$

gdzie A^* to stała Richardsona

$$A^* = \frac{em^*k_B^2}{2\pi^2\hbar^3}$$

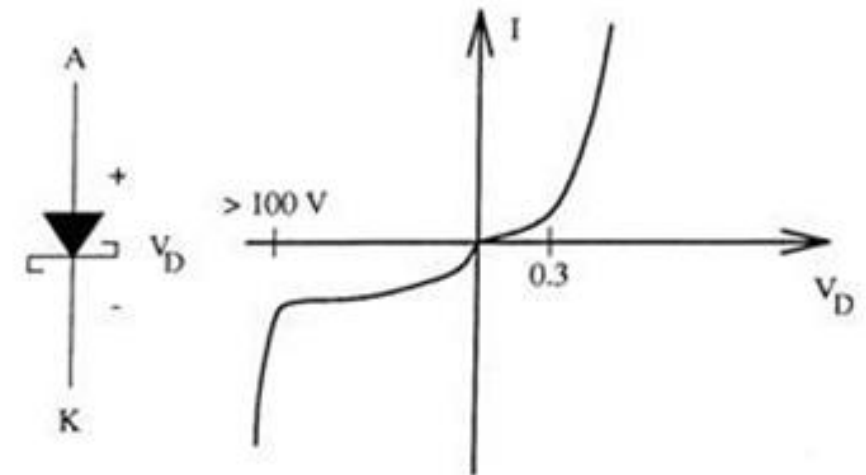


Figure 6.2: Diode Symbols

Złącze metal – półprzewodnik. Bariera Schottky’ego.

Różnice pomiędzy diodą p-n oraz diodą Schottky’ego:

- Prąd w diodzie p-n związany jest z dyfuzją nośników mniejszościowych.
- Prąd w diodzie Schottky’ego związany jest z transportem nośników większościowych przez potencjał wbudowany.

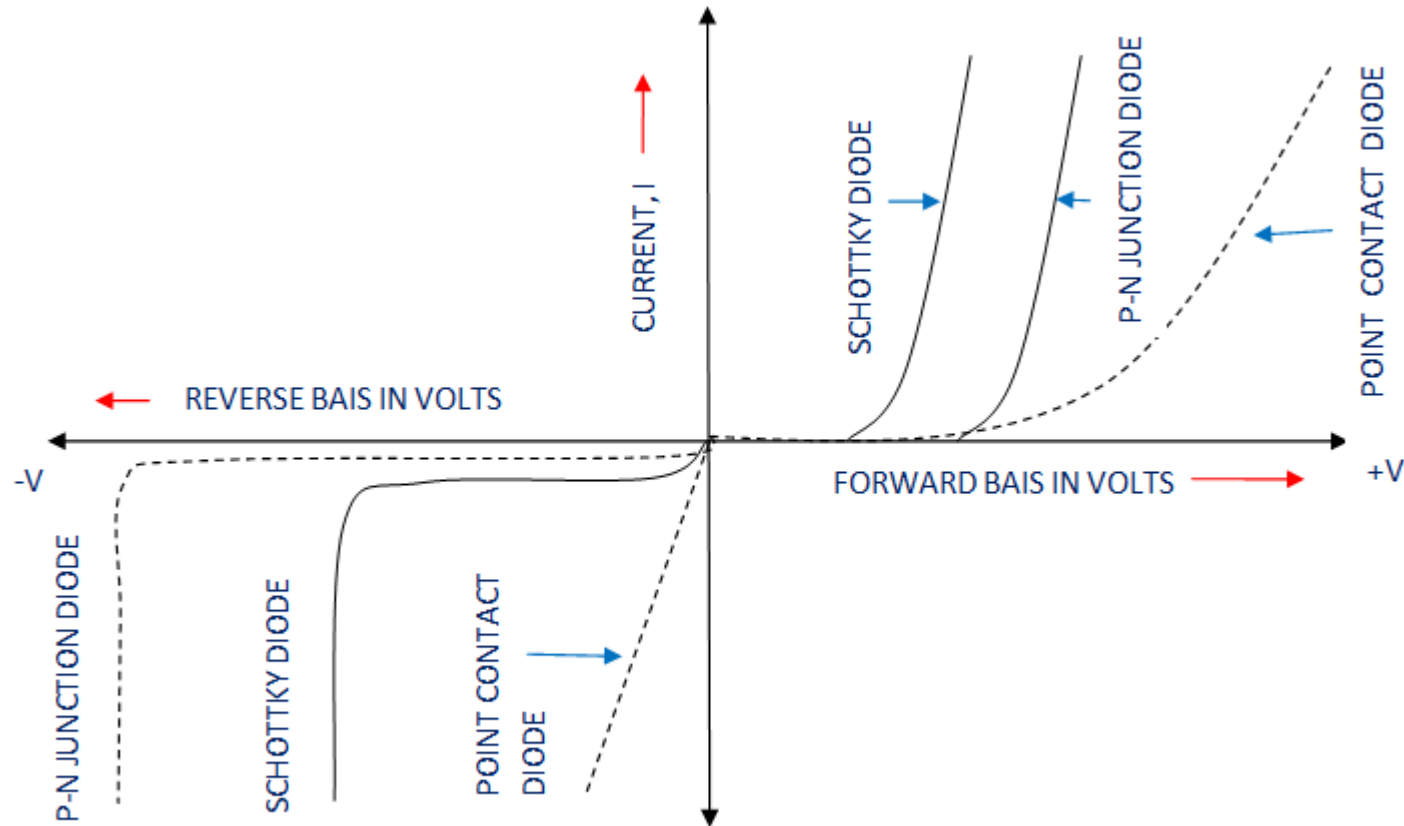
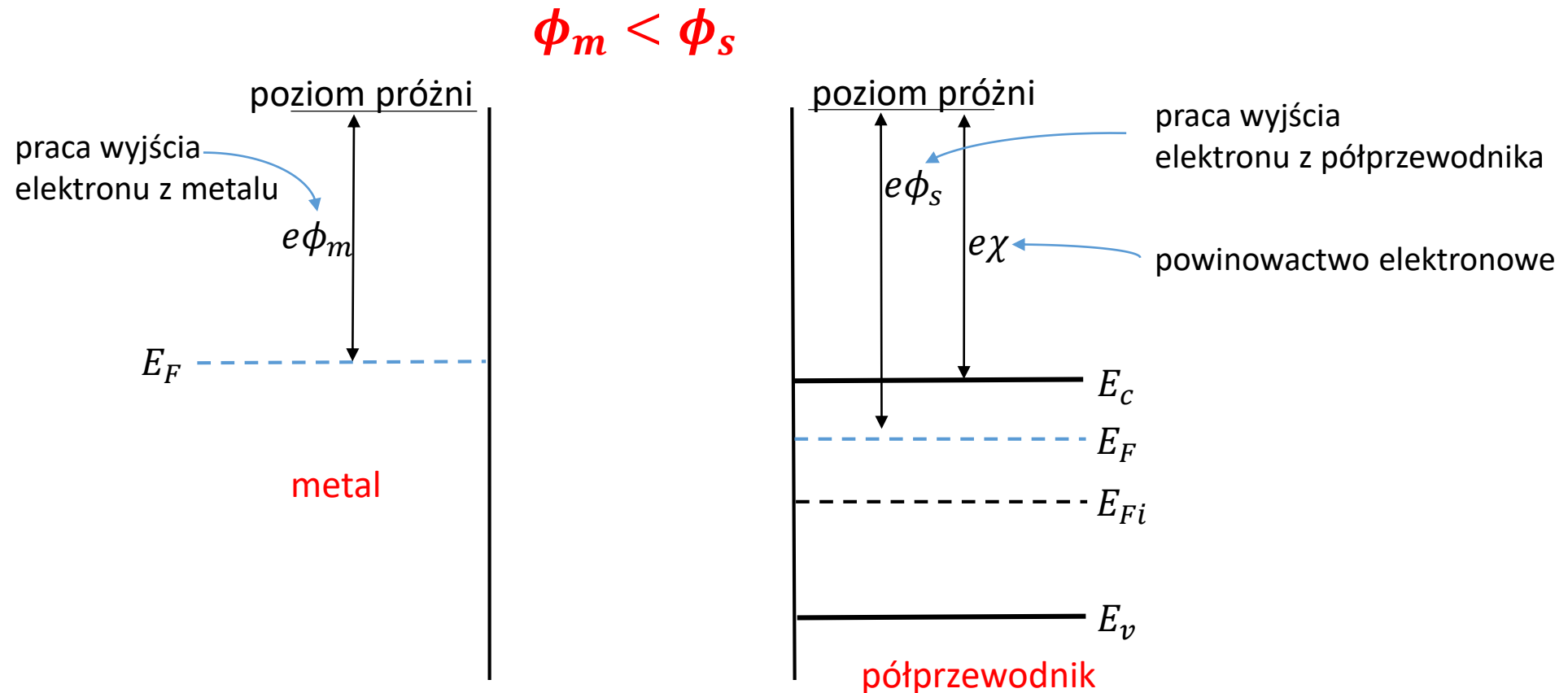


Figure 6: Comparison of V-I Characteristics of three Types of Diodes

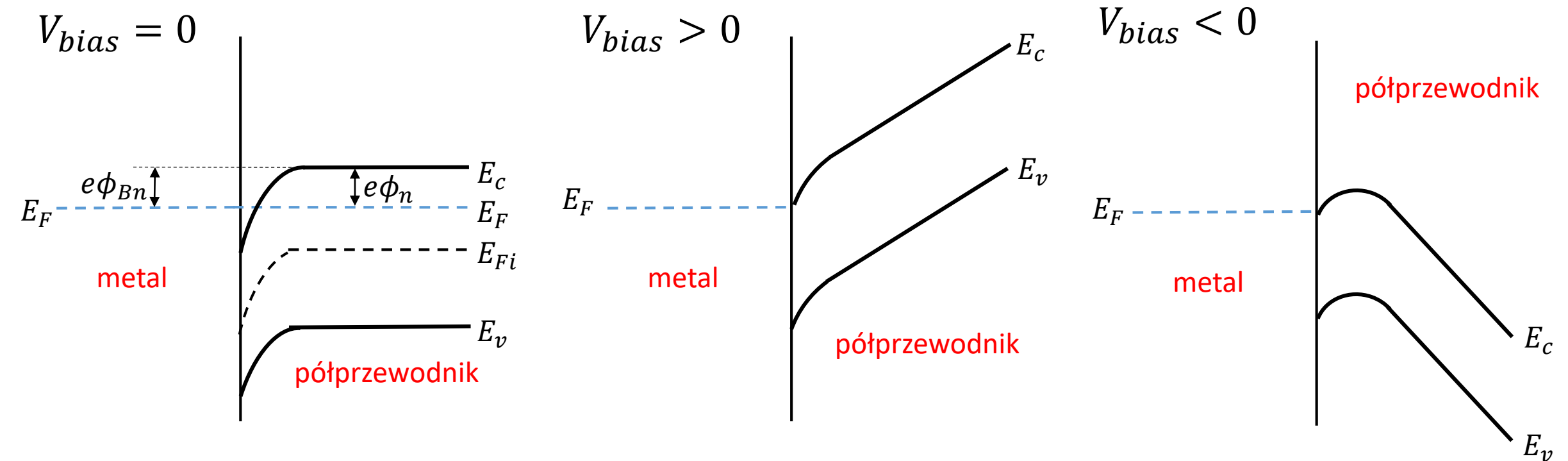
Złącze metal – półprzewodnik. Złącze omowe.

Złącze metal-półprzewodnik może również działać jako **złącze omowe**, które przewodzi w dwóch kierunkach. W idealnym przypadku, w złączu takim prąd liniowo rośnie wraz z napięciem.

Możemy wyróżnić dwa rodzaje złącz omowych: (a) złącze idealne, (b) złącze tunelowe.

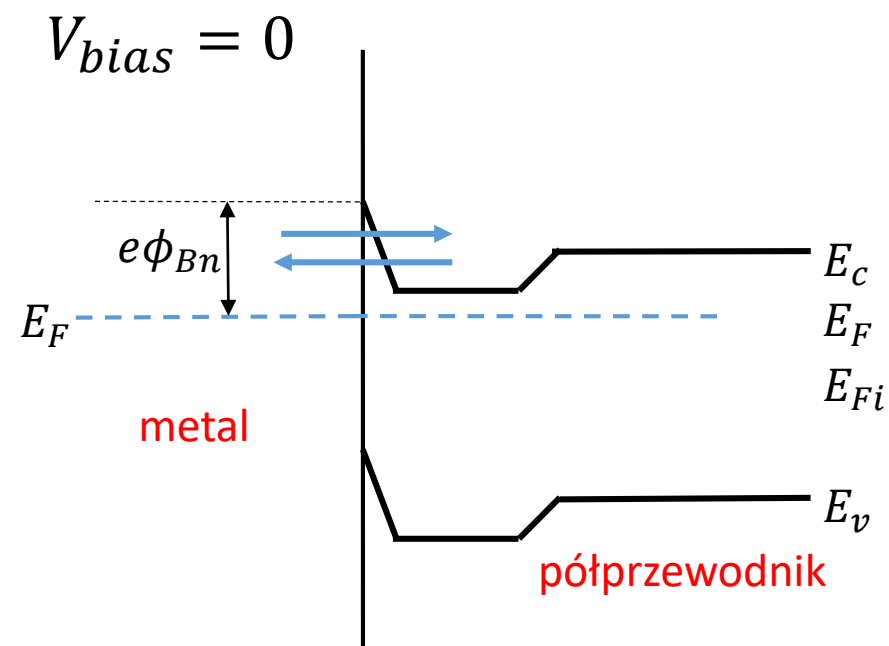


Złącze metal – półprzewodnik. Idealne złącze omowe.



- Jeśli dodatni potencjał przyłożymy do metalu ($V_{bias} > 0$) elektrony przepływają niemal swobodnie z półprzewodnika do metalu.
- Jeśli dodatni potencjał przyłożymy do półprzewodnika ($V_{bias} < 0$) elektrony przepływają niemal swobodnie z metalu do półprzewodnika.

Złącze metal – półprzewodnik. Złącze tunelowe.



- Na styku metalu z silnie domieszkowanym półprzewodnikiem tworzy się cienka bariera potencjału, przez którą mogą tunelować elektrony
- W przypadku silnego domieszkowania, prąd tunelowy

$$j_t \sim \exp\left(\frac{-e\phi_{Bn}}{E_{00}}\right) \quad \text{gdzie} \quad E_{00} = \frac{e\hbar}{2} \sqrt{\frac{N_d}{\epsilon m^*}}$$

Złącze metal – półprzewodnik. Złącze tunelowe.

Parametrem określającym jakość złącza tunelowego jest tzn. rezystancja kontaktu R_c , która zdefiniowana jest jako odwrotność pochodnej prądu po napięciu dla $V_{bias} = 0$.

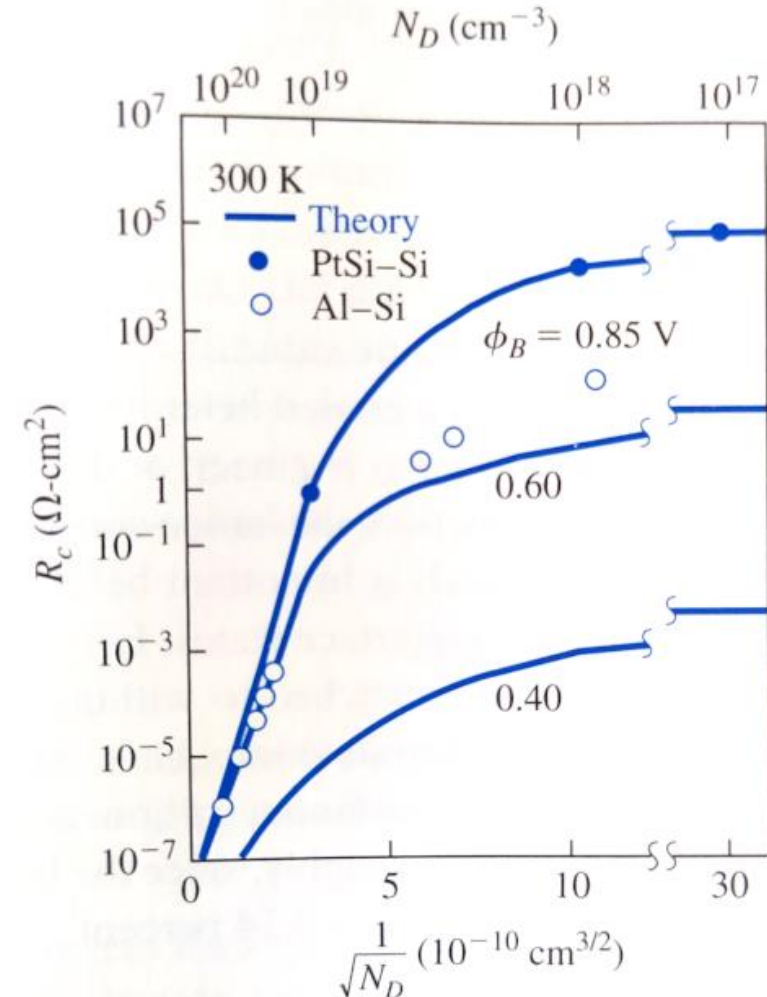
$$R_c = \left(\frac{\partial j}{\partial V_{bias}} \right)^{-1} \Big|_{V_{bias}=0}$$

Dla złącza metal-półprzewodnik z barierą Schottky'ego

$$R_c = \frac{\left(\frac{k_B T}{e} \right) \exp \left[\frac{\phi_{Bn}}{k_B T} \right]}{A^* T^2}$$

Dla złącza omowego

$$R_c \approx \exp \left[\frac{2\sqrt{\epsilon m^*}}{\hbar} \frac{\phi_{Bn}}{\sqrt{N_d}} \right]$$



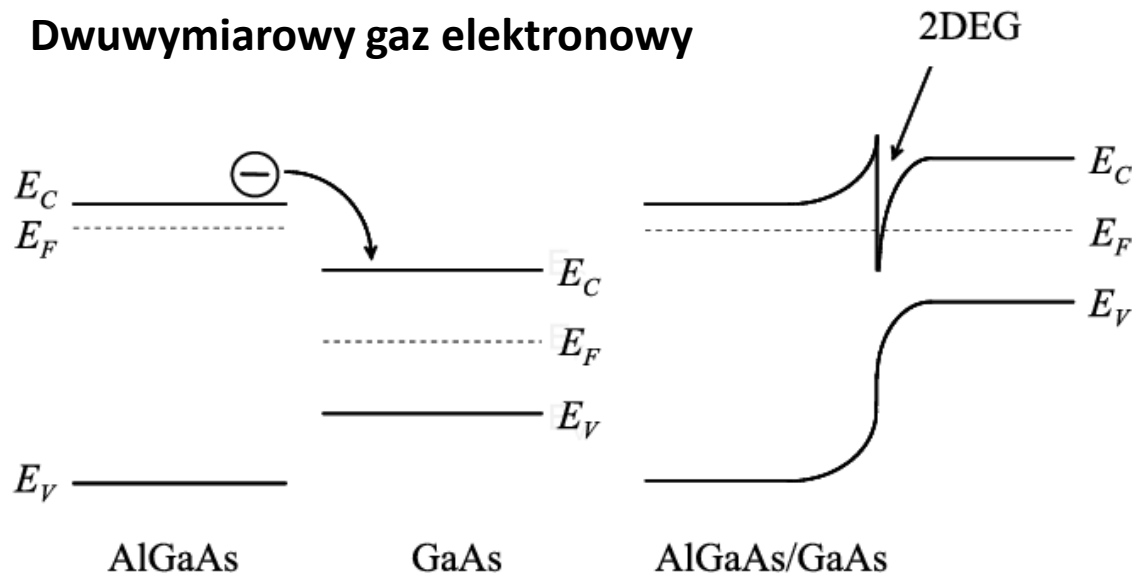
Heterostruktury

Heterostruktury półprzewodnikowe – złącza zbudowane z dwóch różnych materiałów półprzewodnikowych, o różnej przerwie energetycznej. Aby złącze pomiędzy nimi było dobrej jakości oba materiały powinny mieć zbliżone stałe sieci.

Heterozłącze półprzewodnikowe - materiały złącza są różnego typu, tj. typu n i typu p.

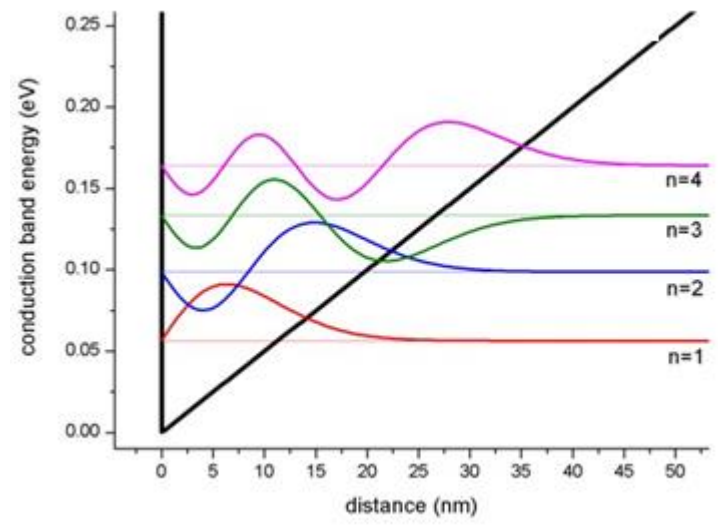
Ponieważ w stanie równowagi poziom energii Fermiego musi być stały w całym złączu, na interfejsach dochodzi do zagięcia pasm. Dla złącza n-GaAlAs/GaAs(p-GaAs) zagięcie jest na tyle duże, że w obszarze złącza wytwarza się cienka warstwa gazu elektronowego (2DEG).

Dwuwymiarowy gaz elektronowy



- Elektrony przepływają z obszaru typu n do GaAs pozostawiając dodatnio zjonizowane jony.
 - Tuż przy złączu akumulują się wstrzyknięte elektrony.
 - Wytworzony potencjał wbudowany powoduje zagięcie pasma przewodnictwa w GaAs tak, że jego dno tuż przy interfejsie znajduje się poniżej poziomu Fermiego, a utworzone tam stany elektronowe są obsadzone.
- W układzie wytwarza się dwu-wymiarowy gaz elektronowy**

Heterostruktury – 2DEG



Aby opisać 2DEG możemy założyć przybliżenie studni trójkątnej. Równanie Schrödingera dla takiego układu przyjmuje postać

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_p(\mathbf{r}) + e\mathcal{E}z$$

← Potencjał od pola elektrycznego
← Potencjał periodyczny

Możemy założyć funkcje Blocha

$$\Psi(\mathbf{r}) = \psi_n(\mathbf{r})u_{\mathbf{k}=0}(\mathbf{r})$$

Po wstawieniu otrzymujemy równanie Schrödingera na funkcje obwiedni

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + e\mathcal{E}z \right] \psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r})$$

Zakładając, że układ jest nieskończony w kierunku x i y

$$\psi_n(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp} \chi_n(z)$$

Stąd energie i funkcje własne

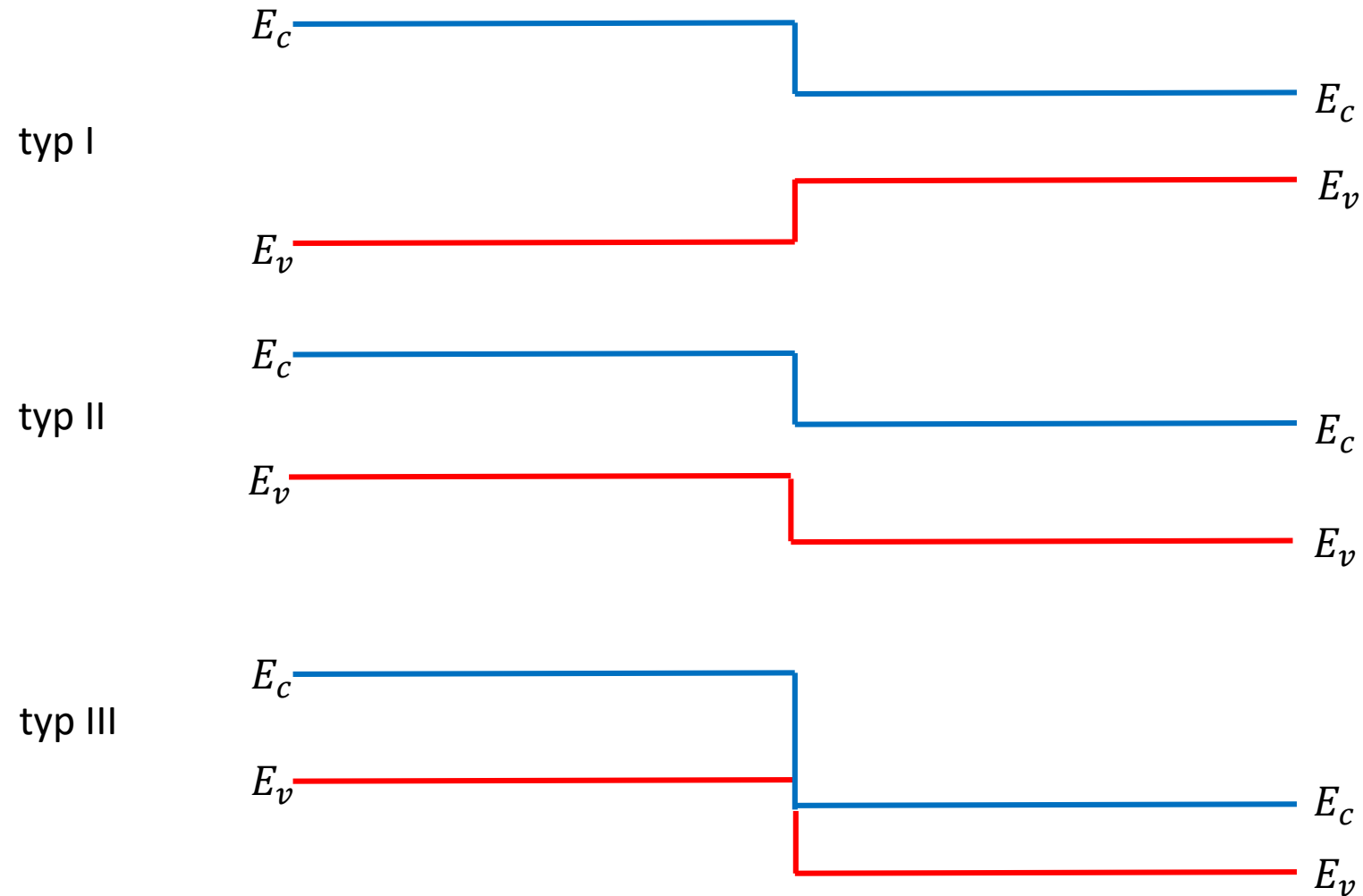
$$E_n \approx \frac{\hbar^2 k_\perp^2}{2m^*} + \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left[\frac{3\pi e\mathcal{E}}{2} \left(n + \frac{3}{4} \right) \right]^{2/3}$$

$$\chi_n(z) = Ai \left[\left(\frac{2m^*}{\hbar^2 e^2 \mathcal{E}^2} \right)^{1/3} (e\mathcal{E}z - E_n) \right]$$

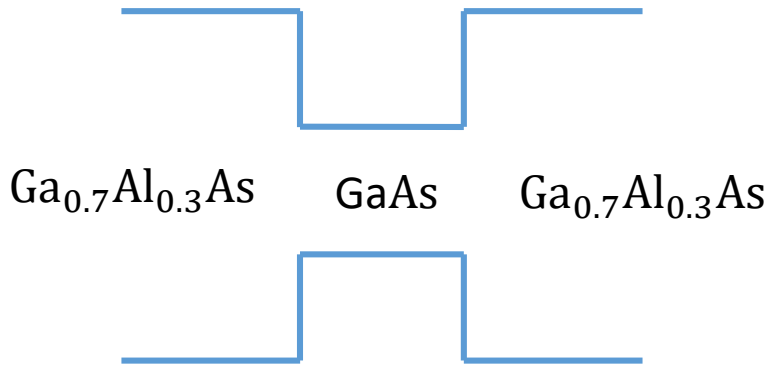
↑ funkcja Airy'ego

Heterostruktuury

Wyróżniamy trzy główne typy heterostruktur półprzewodnikowych w zależności od wzajemnego położenia dna pasma przewodnictwa oraz wierzchołka pasma walencyjnego po obu stronach złącza.



Heterostruktury – studnia kwantowa



Potencjał w którym uwięziony jest elektron (skończona studnia potencjału)

$$V_c(z) = \begin{cases} 0 & \text{dla } |z| < \frac{L}{2} \\ V_0 & \text{dla } |z| > \frac{L}{2} \end{cases}$$

Rozwiązujemy równanie Schrödingera

$$\left[-\frac{\hbar^2}{2m^*} \nabla^2 + V_c(z) \right] \psi_n(\mathbf{r}) = E_n \psi_n(\mathbf{r})$$

Zakładając, że układ jest nieskończony w kierunkach x i y

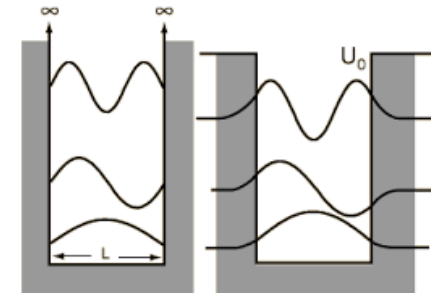
$$\psi_n(\mathbf{r}) = e^{i\mathbf{k}_\perp \cdot \mathbf{r}_\perp} \chi_n(z)$$

$$\chi_n(z) = \begin{cases} C_1 \sin(k_A z) & \text{dla } |z| < \frac{L}{2} \\ C_2 \exp \left[-k_B \left(z - \frac{L}{2} \right) \right] & \text{dla } z > \frac{L}{2} \\ -C_2 \exp \left[k_B \left(z + \frac{L}{2} \right) \right] & \text{dla } z < -\frac{L}{2} \end{cases}$$

$$k_A = \frac{\sqrt{2m_A^* E_n}}{\hbar}$$

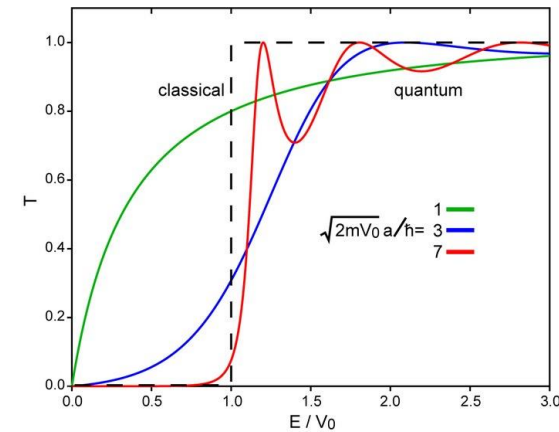
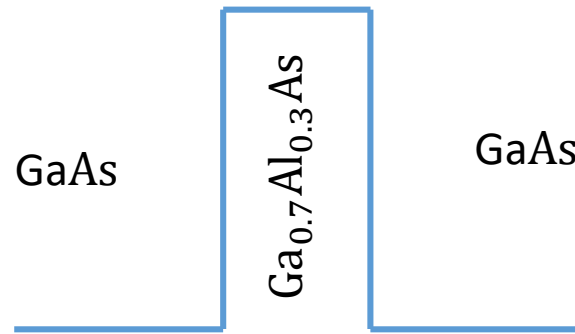
$$k_B = \frac{\sqrt{2m_B^* (E_n - V_0)}}{\hbar}$$

Z warunku ciągłości χ_n oraz $(1/m^*)d\chi_n/dz$ w punktach $z = \pm \frac{L}{2}$ otrzymujemy równania sekularne, z których wyznaczamy E_n .



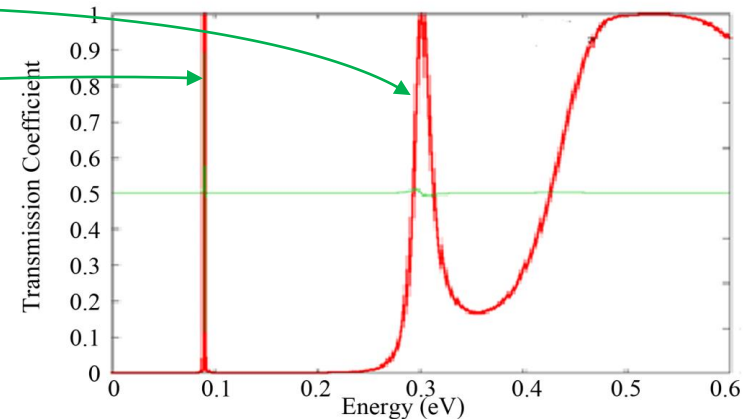
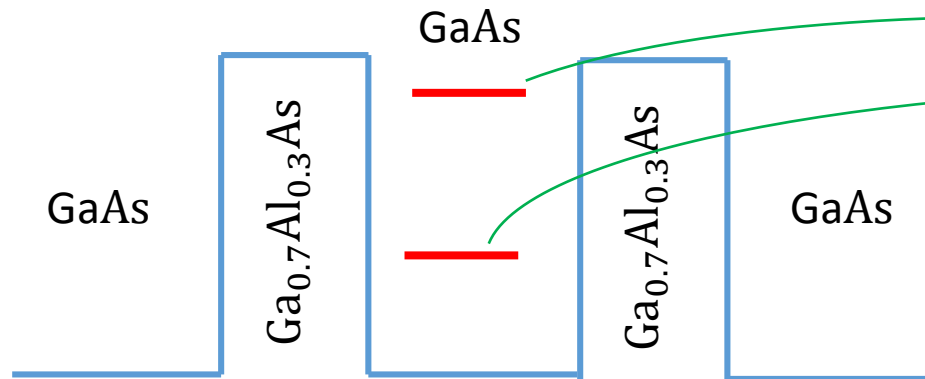
Dioda rezonansowo tunelowa

Tunelowania kwantowe – istnieje niezerowe prawdopodobieństwo, że cząstka o energii $E < V_0$ przetuneluje na drugą stronę bariery (zjawisko zabronione klasycznie)

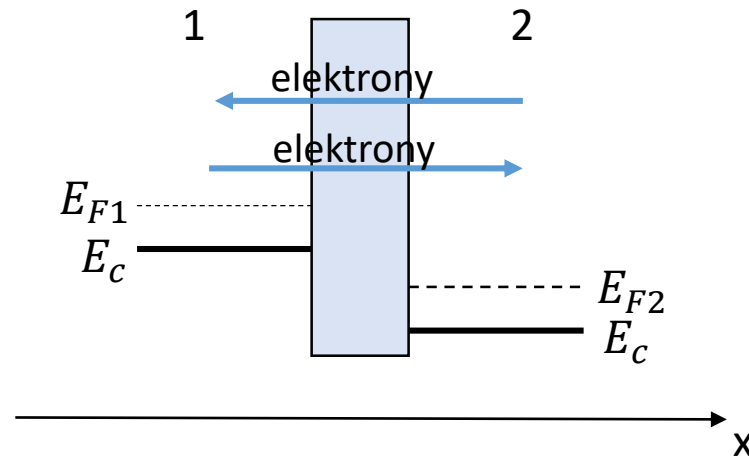


Współczynnik transmisji dla różnych grubości bariery

Tunelowania rezonansowe – tunelowanie z prawdopodobieństwem równym 1 przez układ dwóch lub więcej barier, które zachodzi gdy energia padającego elektronu odpowiada energii poziomu kwazi-związanego



Formuła Tsu-Esakiiego



Całkowity prąd jest różnica prądów płynących w prawo i w lewo

$$j = j_{1 \rightarrow 2} - j_{2 \rightarrow 1}$$

Prądy w obu kierunkach

współczynnik transmisji

$$dj_{1 \rightarrow 2} = eT(k_x)V_x g(k_x) f_1(E)[1 - f_2(E)] dk_x$$

$$dj_{2 \rightarrow 1} = eT(k_x)V_x g(k_x) f_2(E)[1 - f_1(E)] dk_x$$

Zakładając, że układ pozostaje niezmienniczy w kierunkach y i z , a zatem składowe k_y oraz k_z są zachowane

$$g(k_x) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} g(k_x, k_y, k_z) dk_y dk_z \quad \text{gdzie} \quad g(k_x, k_y, k_z) = \frac{2}{L^3} \frac{1}{\Delta k_x \Delta k_y \Delta k_z} = \frac{1}{4\pi^3} \quad \text{oraz} \quad \Delta k_i = \frac{2\pi}{L}$$

Zakładając paraboliczną relację dyspersji

$$E_k = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} \longrightarrow V_x = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_k}{\partial k_x} = \frac{\hbar k_x}{m^*} \longrightarrow V_x dk_x = \frac{1}{\hbar} dE_x$$

Formuła Tsu-Esakiiego

Stąd prądy

$$dj_{1 \rightarrow 2} = \frac{e}{4\pi^3 \hbar} T(E_x) dE_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_1(E) [1 - f_2(E)] dk_y dk_z$$

$$dj_{2 \rightarrow 1} = \frac{e}{4\pi^3 \hbar} T(E_x) dE_x \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} f_2(E) [1 - f_1(E)] dk_y dk_z$$

Przechodząc do współrzędnych biegunowych i zmiennej energii

$$j_{1 \rightarrow 2} = \frac{4\pi m^* e}{h^3} \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E_x) dE_x \int_0^{\infty} f_1(E) [1 - f_2(E)] dE_p$$

$$j_{2 \rightarrow 1} = \frac{4\pi m^* e}{h^3} \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E_x) dE_x \int_0^{\infty} f_2(E) [1 - f_1(E)] dE_p$$

Prąd całkowity

$$j = j_{1 \rightarrow 2} - j_{2 \rightarrow 1} = \frac{4\pi m^* e}{h^3} \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E_x) dE_x \int_0^{\infty} [f_1(E) - f_2(E)] dE_p$$

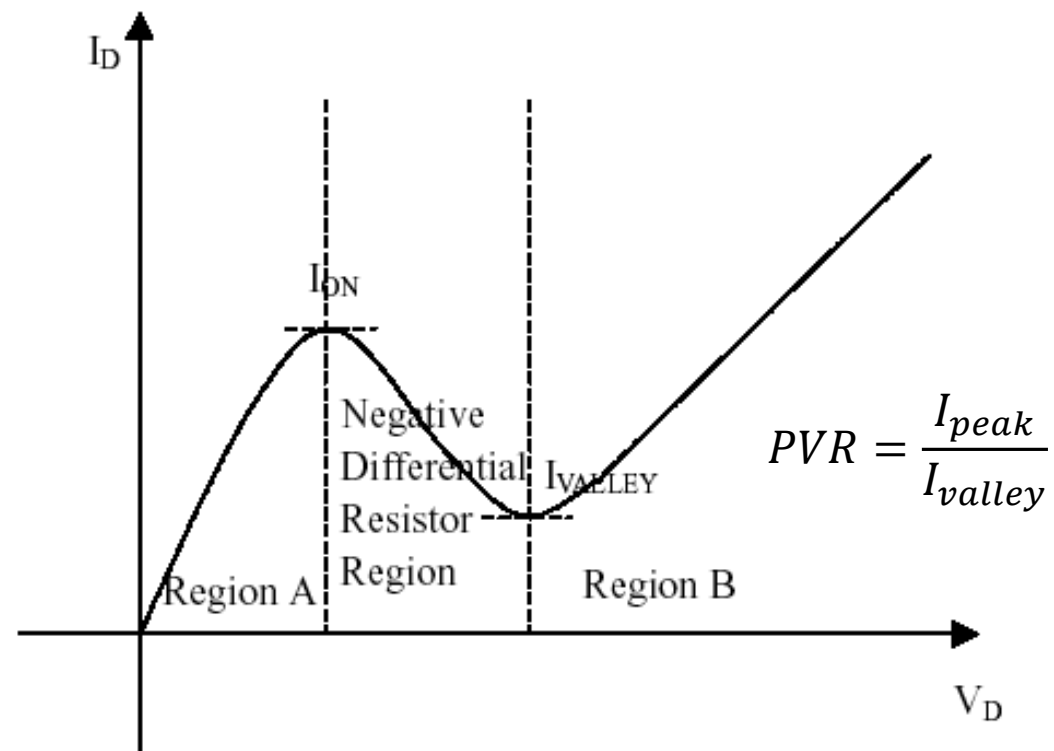
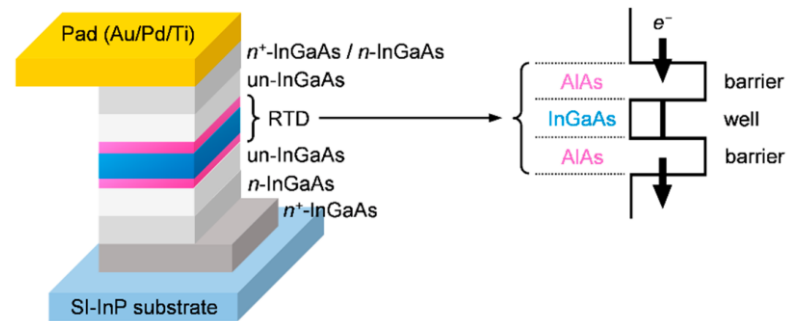
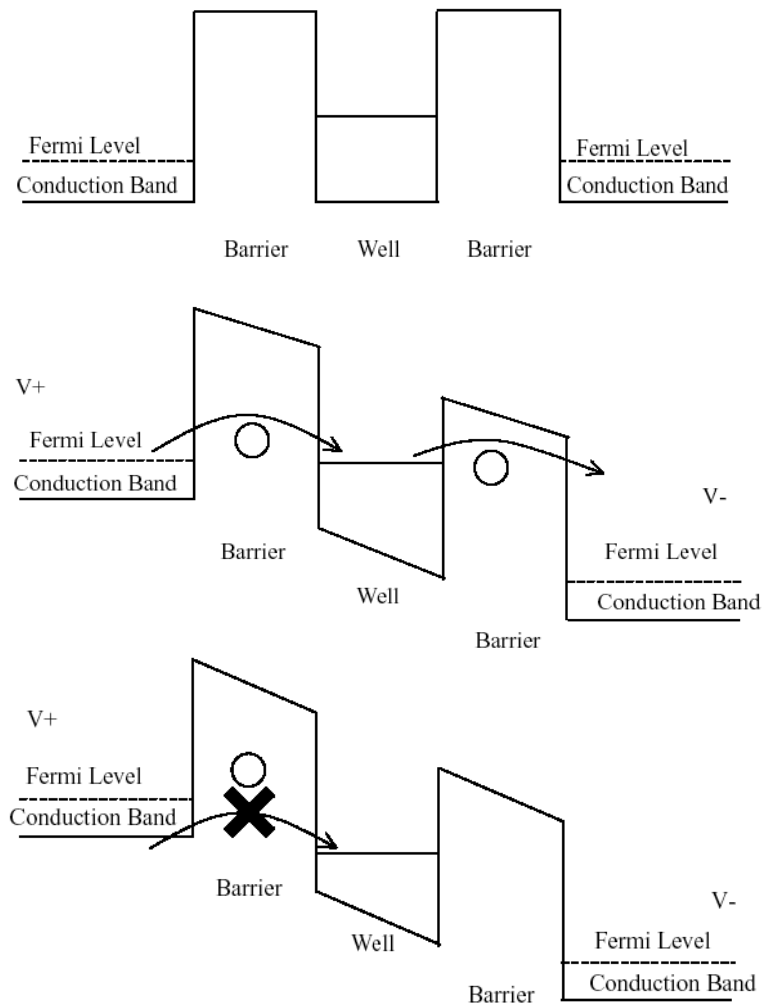
Stąd po scałkowaniu

$$j = \frac{4\pi m^* k_B T e}{h^3} \int_{E_{min}}^{E_{max}} T(E_x) \ln \left(\frac{1 + \exp\left(\frac{E_{F1} - E_x}{k_B T}\right)}{1 + \exp\left(\frac{E_{F2} - E_x}{k_B T}\right)} \right) dE_x$$

Formuła Tsu-Esakiiego

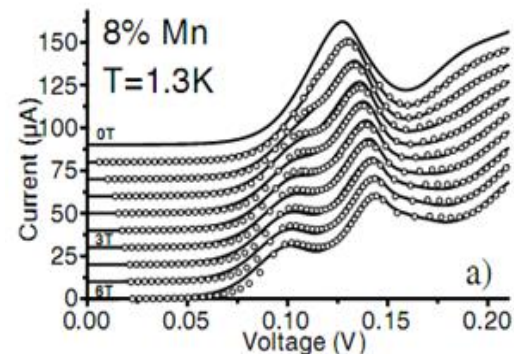
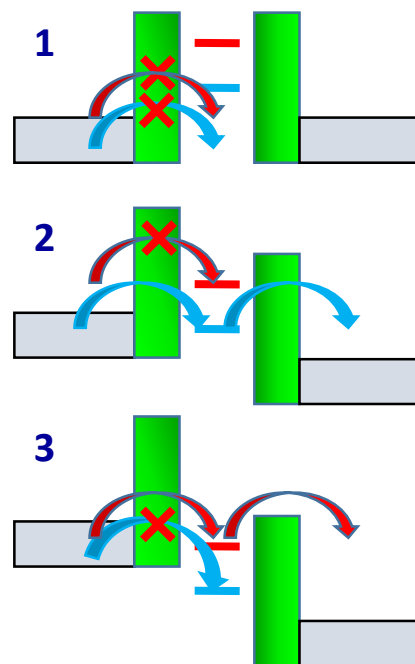
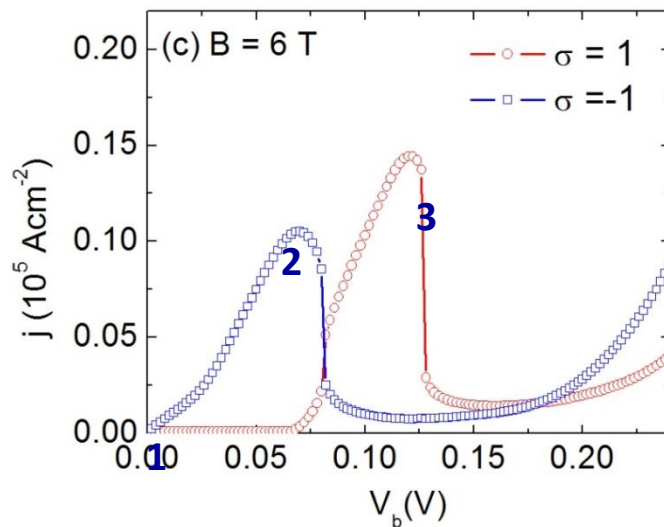
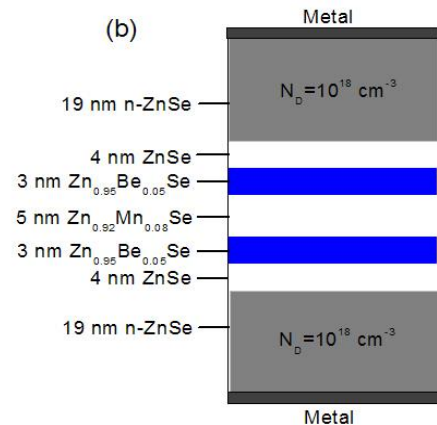
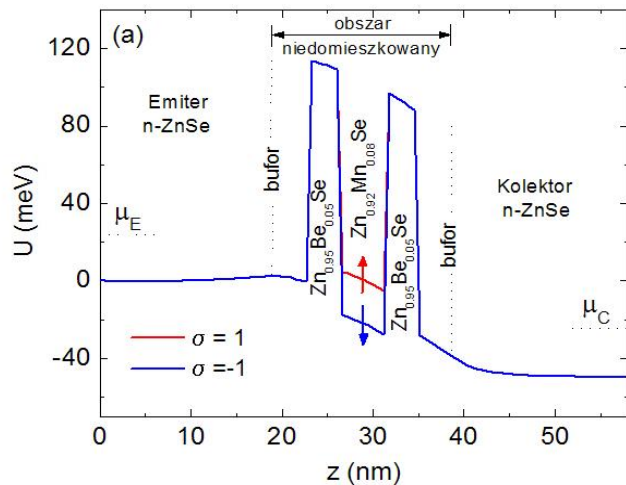
Dioda rezonansowo tunelowa

Schemat działania diody rezonansowo-tunelowej

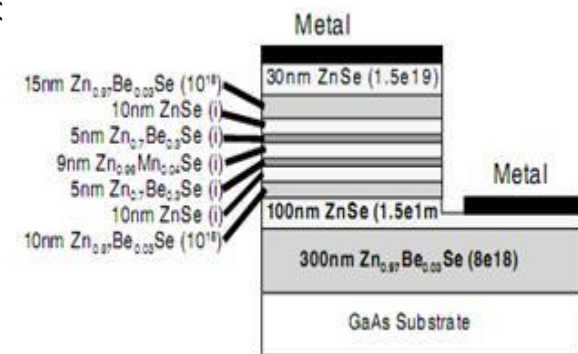


W konwencjonalnych przyrządach RTD $PVR \leq 10$, natomiast dla RTD w drucie kwantowym PVR osiąga 100

Magnetyczne dioda rezonansowo tunelowa



A. Slododskyy et al, PRL 90, 24 (2003)



FILTR SPINOWY

Najważniejsze informacje z wykładu

- Złącze metal-półprzewodnik, zależnie od wzajemnego położenia prac wyjścia w metalu i półprzewodniku może działać jak dioda Schotkky'ego lub złącze omowe.
- Charakterystyka prądowo-napięciowa diody Schotkky'ego ma charakter podobny do diody p-n, ale w tym przypadku prąd wywołany jest przepływem nośników większościowych.
- Zastosowanie heterostruktur półprzewodnikowych pozwala na wytworzenie urządzeń, w których efekty kwantowe odgrywają istotną rolę, tj. 2DEG, studnie kwantowe czy supersieci.
- Działanie diody rezonansowo tunelowej oparte jest na kwantowo-mechanicznym zjawisku tunelowania rezonansowego.
- Dioda RTD w jej odmianie opartej na półprzewodnikach magnetycznych może służyć jako filtr spinowy.
- Prąd tunelowy w strukturach typu planarnego może być opisany formułą Tsu-Esakiiego.