

DIODY PÓŁPRZEWODNIKOWE

Dioda na złączu $p - n$

Zgodnie z wynikami, otrzymanymi na poprzednim wykładzie, natężenie prądu I przepływającego przez złącze $p - n$ opisane jest wzorem Shockleya

Zgodnie z wynikami, otrzymanymi na poprzednim wykładzie, natężenie prądu I przepływającego przez złącze $p - n$ opisane jest wzorem Shockleya

$$I = I_0 \left[e^{eV/(k_B T)} - 1 \right] , \quad (1)$$

Zgodnie z wynikami, otrzymanymi na poprzednim wykładzie, natężenie prądu I przepływającego przez złącze $p - n$ opisane jest wzorem Shockleya

$$I = I_0 \left[e^{eV/(k_B T)} - 1 \right] , \quad (1)$$

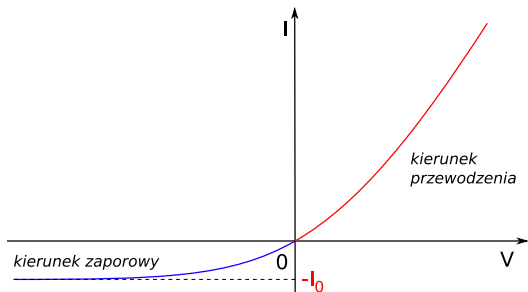
gdzie V jest napięciem zewnętrznym, a T jest temperaturą.

Zgodnie z wynikami, otrzymanymi na poprzednim wykładzie, natężenie prądu I przepływającego przez złącze $p - n$ opisane jest wzorem Shockleya

$$I = I_0 \left[e^{eV/(k_B T)} - 1 \right] , \quad (1)$$

gdzie V jest napięciem zewnętrznym, a T jest temperaturą.

Wzór (1) prowadzi do następującej charakterystyki prądowo-napięciowej złącza $p - n$.



Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$. $I_0 = 1\mu\text{A}$ dla Ge, $I_0 = 1 \div 10$ nA dla Si.

Dyskusja

Dyskusja

- (1) Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$ jest asymetryczna względem zewnętrznego napięcia V .

Dyskusja

- (1) Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$ jest asymetryczna względem zewnętrznego napięcia V .
- (2) Dla $V > 0$ natężenie prądu $I = I(V)$ jest szybko rosnącą funkcją napięcia zewnętrznego V .
Przypadek ten odpowiada **kierunkowi przewodzenia złącza $p - n$** .

Dyskusja

- (1) Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$ jest asymetryczna względem zewnętrznego napięcia V .
- (2) Dla $V > 0$ natężenie prądu $I = I(V)$ jest szybko rosnącą funkcją napięcia zewnętrznego V .
Przypadek ten odpowiada **kierunkowi przewodzenia złącza $p - n$** .
- (3) Jeżeli $V < 0$, to mamy do czynienia z **kierunkiem zaporowym złącza $p-n$** .

Dyskusja

- (1) Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$ jest asymetryczna względem zewnętrznego napięcia V .
- (2) Dla $V > 0$ natężenie prądu $I = I(V)$ jest szybko rosnącą funkcją napięcia zewnętrznego V .
Przypadek ten odpowiada **kierunkowi przewodzenia złącza $p - n$** .
- (3) Jeżeli $V < 0$, to mamy do czynienia z **kierunkiem zaporowym złącza $p-n$** . Jeżeli $V \rightarrow \infty$, to $I \rightarrow -I_0$, gdzie I_0 jest maksymalną wartością natężenia **prądu zaporowego**.

Dyskusja

- (1) Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$ jest asymetryczna względem zewnętrznego napięcia V .
- (2) Dla $V > 0$ natężenie prądu $I = I(V)$ jest szybko rosnącą funkcją napięcia zewnętrznego V .
Przypadek ten odpowiada **kierunkowi przewodzenia złącza $p - n$** .
- (3) Jeżeli $V < 0$, to mamy do czynienia z **kierunkiem zaporowym złącza $p-n$** . Jeżeli $V \rightarrow \infty$, to $I \rightarrow -I_0$, gdzie I_0 jest maksymalną wartością natężenia **prądu zaporowego**.
- (4) Jeżeli $V = 0$, to $I = 0$, a zatem ze wzoru Shockleya otrzymujemy prawidłową wartość prądu równowagowego.

Dyskusja

- (1) Charakterystyka prądowo-napięciowa złącza $p - n$ jest asymetryczna względem zewnętrznego napięcia V .
- (2) Dla $V > 0$ natężenie prądu $I = I(V)$ jest szybko rosnącą funkcją napięcia zewnętrznego V .
Przypadek ten odpowiada **kierunkowi przewodzenia złącza $p - n$** .
- (3) Jeżeli $V < 0$, to mamy do czynienia z **kierunkiem zaporowym złącza $p-n$** . Jeżeli $V \rightarrow \infty$, to $I \rightarrow -I_0$, gdzie I_0 jest maksymalną wartością natężenia **prądu zaporowego**.
- (4) Jeżeli $V = 0$, to $I = 0$, a zatem ze wzoru Shockleya otrzymujemy prawidłową wartość prądu równowagowego.

Podsumowując widzimy, że złącze $p - n$ działa jak **dioda prostownicza**.

Jeżeli do złącza $p - n$ przyłożymy odpowiednio duże napięcie $|V|$ w kierunku zaporowym, to dioda ulega przebiciu.

Jeżeli do złącza $p - n$ przyłożymy odpowiednio duże napięcie $|V|$ w kierunku zaporowym, to dioda ulega przebiciu.

Przyczyny przebicia diody $p - n$:

Jeżeli do złącza $p - n$ przyłożymy odpowiednio duże napięcie $|V|$ w kierunku zaporowym, to dioda ulega przebiciu.

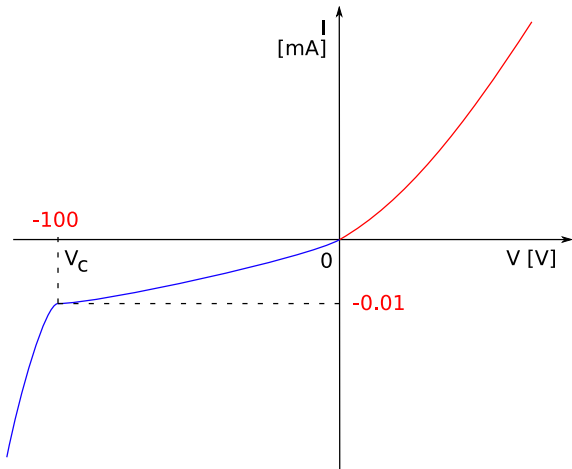
Przyczyny przebicia diody $p - n$:

- ▶ efekt Zenera (tunelowanie elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa w odpowiednio silnym polu elektrycznym),

Jeżeli do złącza $p - n$ przyłożymy odpowiednio duże napięcie $|V|$ w kierunku zaporowym, to dioda ulega przebiciu.

Przyczyny przebicia diody $p - n$:

- ▶ efekt Zenera (tunelowanie elektronów z pasma walencyjnego do pasma przewodnictwa w odpowiednio silnym polu elektrycznym),
- ▶ jonizacja lawinowa (elektron o dużej energii kinetycznej wybija elektrony z pasma walencyjnego i stanów rdzeniowych atomów, elektrony wybite mają na tyle duże energie kinetyczne, że wybijają kolejne elektrony, co powoduje lawinowe narastanie prądu w kierunku zaporowym).



Przebiecie diody $p - n$.

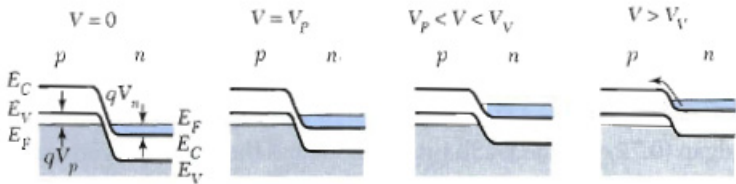
Dioda tunelowa

Działanie diody tunelowej oparte jest na **kwantowym zjawisku tunelowania** elektronów przez barierę potencjału.

Dioda tunelowa zawiera złącze $p - n$, w którym oba obszary p i n są silnie domieszkowane akceptorami i donorami.

Dioda tunelowa zawiera złącze $p - n$, w którym oba obszary p i n są silnie domieszkowane akceptorami i donorami. Pomędzy obszarami p i n przykładamy napięcie V , które zmienia energię potencjalną elektronu o wartość $\Delta U_e = qV = -eV$.

Dioda tunelowa zawiera złącze $p - n$, w którym oba obszary p i n są silnie domieszkowane akceptorami i donorami. Pomiedzy obszarami p i n przykładamy napięcie V , które zmienia energię potencjalną elektronu o wartość $\Delta U_e = qV = -eV$.



Rys. 1. Schemat pasm energetycznych diody tunelowej dla różnych napięć V .

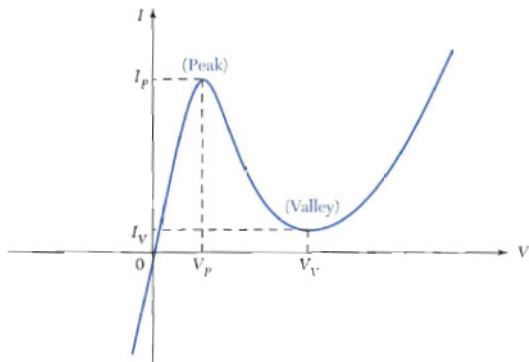


Fig. 4 Static current-voltage characteristics of a typical tunnel diode. I_p and V_p are the peak current and peak voltage, respectively. I_v and V_v are the valley current and valley voltage.

Rys. 2. Statyczna charakterystyka prądowo-napięciowa typowej diody tunelowej.

Działanie diody tunelowej

Działanie diody tunelowej

(1) Dla $V = 0$ dioda jest w równowadze termicznej.

Działanie diody tunelowej

(1) Dla $V = 0$ dioda jest w równowadze termicznej.

Silne domieszkowanie obszarów p i n powoduje, że warstwa zubożona jest bardzo wąska ($d \simeq 5\text{--}10$ nm), a poziomy Fermiego leżą wewnątrz pasma walencyjnego (w obszarze p) i pasma przewodnictwa (w obszarze n).

Działanie diody tunelowej

(1) Dla $V = 0$ dioda jest w równowadze termicznej.

Silne domieszkowanie obszarów p i n powoduje, że warstwa zubożona jest bardzo wąska ($d \simeq 5\text{--}10$ nm), a poziomy Fermiego leżą wewnątrz pasma walencyjnego (w obszarze p) i pasma przewodnictwa (w obszarze n).

Tzw. wartości degeneracji, czyli wielkości qV_p i qV_n , są rzędu 50–200 meV.

(2) Do obszarów p i n diody przykładamy napięcie V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) i stopniowo podnosimy to napięcie.

(2) Do obszarów p i n diody przykładamy napięcie V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) i stopniowo podnosimy to napięcie.

(2.a) Dla $V \leq V_P$ zajętych przez elektrony stanów pasma przewodnictwa po stronie n odpowiadają nieobsadzone stany pasma walencyjnego po stronie p .

(2) Do obszarów p i n diody przykładamy napięcie V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) i stopniowo podnosimy to napięcie.

(2.a) Dla $V \leq V_P$ zajęтым przez elektrony stanom pasma przewodnictwa po stronie n odpowiadają nieobsadzone stany pasma walencyjnego po stronie p .

Zatem elektrony tunelują z obszaru n do p , co prowadzi do przepływu prądu o natężeniu I rosnącym wraz ze wzrostem napięcia V (dla $V \leq V_P$).

(2) Do obszarów p i n diody przykładamy napięcie V w kierunku przewodzenia ($V > 0$) i stopniowo podnosimy to napięcie.

(2.a) Dla $V \leq V_P$ zajęтым przez elektrony stanom pasma przewodnictwa po stronie n odpowiadają nieobsadzone stany pasma walencyjnego po stronie p .

Zatem elektrony tunelują z obszaru n do p , co prowadzi do przepływu prądu o natężeniu I rosnącym wraz ze wzrostem napięcia V (dla $V \leq V_P$).

Dla napięcia $V = V_P$ natężenie prądu osiąga wartość maksymalną $I = I_P$.

(2.b) Jeżeli napięcie V nadal rośnie, to dla $V_P < V < V_V$ liczba dostępnych energetycznie stanów po stronie p maleje, a zatem prąd maleje.

(2.b) Jeżeli napięcie V nadal rośnie, to dla $V_P < V < V_V$ liczba dostępnych energetycznie stanów po stronie p maleje, a zatem prąd maleje.

Dla $V = V_V$ natężenie prądu osiąga wartość minimalną $I = I_V$.

(2.b) Jeżeli napięcie V nadal rośnie, to dla $V_P < V < V_V$ liczba dostępnych energetycznie stanów po stronie p maleje, a zatem prąd maleje.

Dla $V = V_V$ natężenie prądu osiąga wartość minimalną $I = I_V$.

Uwaga: Dla $T = 0$ minimalny prąd $I_V = 0$.

(2.b) Jeżeli napięcie V nadal rośnie, to dla $V_P < V < V_V$ liczba dostępnych energetycznie stanów po stronie p maleje, a zatem prąd maleje.

Dla $V = V_V$ natężenie prądu osiąga wartość minimalną $I = I_V$.

Uwaga: Dla $T = 0$ minimalny prąd $I_V = 0$. Natomiast w temperaturach $T > 0$ minimalny prąd $I_V \geq 0$ wskutek przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

(2.b) Jeżeli napięcie V nadal rośnie, to dla $V_P < V < V_V$ liczba dostępnych energetycznie stanów po stronie p maleje, a zatem prąd maleje.

Dla $V = V_V$ natężenie prądu osiąga wartość minimalną $I = I_V$.

Uwaga: Dla $T = 0$ minimalny prąd $I_V = 0$. Natomiast w temperaturach $T > 0$ minimalny prąd $I_V \geq 0$ wskutek przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

(2.c) Przyłożenie napięcia $V > V_V$ powoduje wzrost prądu w kierunku przewodzenia.

W charakterystyce diody tunelowej występuje obszar **ujemnego oporu różniczkowego**.

W charakterystyce diody tunelowej występuje obszar **ujemnego oporu różniczkowego**.

Jest obszar spadku natężenia prądu I dla napięć $V_P \leq V \leq V_V$.

W charakterystyce diody tunelowej występuje obszar **ujemnego oporu różniczkowego**.

Jest obszar spadku natężenia prądu I dla napięć $V_P \leq V \leq V_V$.
Wielkość tego efektu określana jest przez wartość stosunku I_P/I_V (**Peak-to-Valley ratio = P/V ratio**).

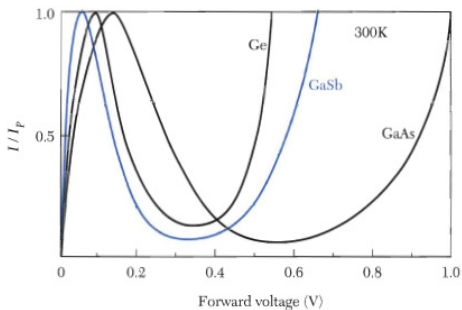


Fig. 5 Typical current-voltage characteristics of Ge, GaSb, and GaAs tunnel diodes at room temperature.

Rys. 3. Statyczne charakterystyki prądowo-napięciowe diod tunelowych zbudowanych na bazie Ge, GaSb i GaAs w temperaturze pokojowej.

Zastosowania

Zastosowania

- ▶ Przyrządy działające w zakresie fal o długościach milimetrych i mikrometrych.

Zastosowania

- ▶ Przyrządy działające w zakresie fal o długościach milimetrych i mikrometrych.
- ▶ Urządzenia o niskiej mocy, np. oscylatory lokalne.

Rezonansowa dioda tunelowa

Działanie **rezonansowej diody tunelowej (Resonant Tunneling Diode = RTD)** opiera się na zjawisku kwantowego tunelowania elektronów (podobnie jak diody tunelowej).

Działanie **rezonansowej diody tunelowej (Resonant Tunneling Diode = RTD)** opiera się na zjawisku kwantowego tunelowania elektronów (podobnie jak diody tunelowej). Jednak w odróżnieniu od diody tunelowej, omawianej w poprzednim rozdziale, tunelowanie elektronów zachodzi poprzez quasi-związane stany kwantowe w studni potencjału utworzonej pomiędzy dwoma barierami potencjału.

Działanie **rezonansowej diody tunelowej (Resonant Tunneling Diode = RTD)** opiera się na zjawisku kwantowego tunelowania elektronów (podobnie jak diody tunelowej). Jednak w odróżnieniu od diody tunelowej, omawianej w poprzednim rozdziale, tunelowanie elektronów zachodzi poprzez quasi-związane stany kwantowe w studni potencjału utworzonej pomiędzy dwoma barierami potencjału. Głównym elementem diody RTD jest **obszar podwójnej bariery potencjału**.

Działanie **rezonansowej diody tunelowej (Resonant Tunneling Diode = RTD)** opiera się na zjawisku kwantowego tunelowania elektronów (podobnie jak diody tunelowej). Jednak w odróżnieniu od diody tunelowej, omawianej w poprzednim rozdziale, tunelowanie elektronów zachodzi poprzez quasi-związane stany kwantowe w studni potencjału utworzonej pomiędzy dwoma barierami potencjału. Głównym elementem diody RTD jest **obszar podwójnej bariery potencjału**. Stany quasi-związane powstają w wyniku **kwantowego efektu rozmiarowego (kwantowania przestrzennego)**.

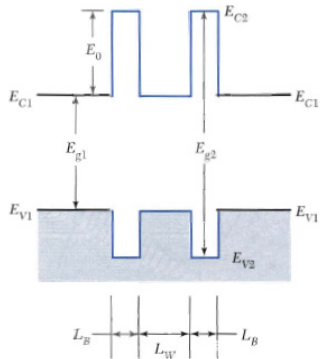


Fig. 12 Band diagram of a resonant-tunneling diode.

Rys. 4. Profil potencjału struktury zawierającej podwójną barierę.

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

- ▶ E_0 = wysokość bariery energetycznej (nieciągłość pasma przewodnictwa)

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

- ▶ E_0 = wysokość bariery energetycznej (nieciągłość pasma przewodnictwa)
- ▶ L_B = szerokość (grubość) warstwy bariery

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

- ▶ E_0 = wysokość bariery energetycznej (nieciągłość pasma przewodnictwa)
- ▶ L_B = szerokość (grubość) warstwy bariery
- ▶ L_W = szerokość (grubość) warstwy studni kwantowej

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

- ▶ E_0 = wysokość bariery energetycznej (nieciągłość pasma przewodnictwa)
- ▶ L_B = szerokość (grubość) warstwy bariery
- ▶ L_W = szerokość (grubość) warstwy studni kwantowej

Typowe wartości tych parametrów dla heterostruktury GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs:

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

- ▶ E_0 = wysokość bariery energetycznej (nieciągłość pasma przewodnictwa)
- ▶ L_B = szerokość (grubość) warstwy bariery
- ▶ L_W = szerokość (grubość) warstwy studni kwantowej

Typowe wartości tych parametrów dla heterostruktury
GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs:
 $E_0 \in (\sim 100, \sim 1000)$ meV

Dioda RTD jest charakteryzowana następującymi parametrami (Rys. 4):

- ▶ E_0 = wysokość bariery energetycznej (nieciągłość pasma przewodnictwa)
- ▶ L_B = szerokość (grubość) warstwy bariery
- ▶ L_W = szerokość (grubość) warstwy studni kwantowej

Typowe wartości tych parametrów dla heterostruktury

GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs/Al_xGa_{1-x}As/GaAs:

$E_0 \in (\sim 100, \sim 1000)$ meV

$L_B, L_W \in (\sim 10, \sim 100)$ nm

Rozważmy zjawiska zachodzące w pasmie przewodnictwa heterostruktury z podwójną barierą .

Rozważmy zjawiska zachodzące w pasmie przewodnictwa heterostruktury z podwójną barierą .
Zilustrowane są one na Rys. 5.

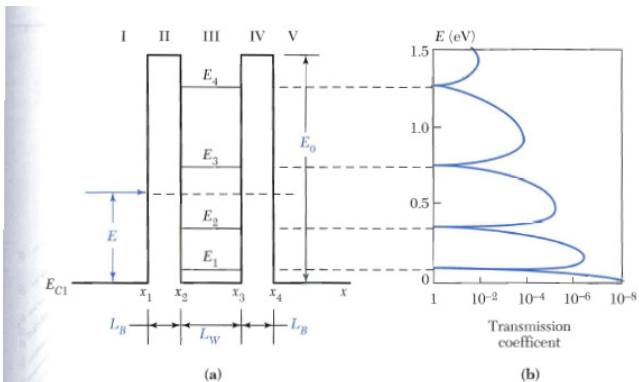


Fig. 13 (a) Schematic illustration of AlAs/GaAs/AlAs double-barrier structure with a 2.5 nm barrier and a 7 nm well. (b) Transmission coefficient versus electron energy for the structure.¹²

Rys. 5. (a) Profil energii potencjalnej elektronu w heterostrukturze z podwójną barierą, E_1, E_2, \dots = poziomy energetyczne stanów quasi-związanych, (b) Współczynnik transmisji w funkcji energii E elektronu.

Jeżeli szerokość L_W studni potencjału jest odpowiednio mała, a bariera energetyczna jest odpowiednio wysoka, to wewnątrz studni powstają zlokalizowane stany kwantowe o energiach $E_n = E_1, E_2, \dots$

Jeżeli szerokość L_W studni potencjału jest odpowiednio mała, a bariera energetyczna jest odpowiednio wysoka, to wewnątrz studni powstają zlokalizowane stany kwantowe o energiach $E_n = E_1, E_2, \dots$. Są to stany **quasi-związane**, ponieważ poziomy energetyczne E_n leżą powyżej minimalnej energii elektronów poza studnią kwantową, a odpowiadające im funkcje falowe przyjmują niezerowe wartości poza obszarami barier.

Jeżeli grubość L_B bariery jest bardzo mała, to może zachodzić zjawisko **tunelowania rezonansowego**.

Jeżeli grubość L_B bariery jest bardzo mała, to może zachodzić zjawisko **tunelowania rezonansowego**. Polega ono na tym, że elektron o energii $E = E_n$, padający np. na lewą barierę, tuneluje przez heterostrukturę z prawdopodobieństwem równym 1 (współczynnik transmisji jest równy 1).

Jeżeli grubość L_B bariery jest bardzo mała, to może zachodzić zjawisko **tunelowania rezonansowego**. Polega ono na tym, że elektron o energii $E = E_n$, padający np. na lewą barierę, tuneluje przez heterostrukturę z prawdopodobieństwem równym 1 (współczynnik transmisji jest równy 1).
Jeżeli energia E różni się od energii poziomego quasi-związanego E_n , to współczynnik transmisji gwałtownie maleje.

Jeżeli grubość L_B bariery jest bardzo mała, to może zachodzić zjawisko **tunelowania rezonansowego**. Polega ono na tym, że elektron o energii $E = E_n$, padający np. na lewą barierę, tuneluje przez heterostrukturę z prawdopodobieństwem równym 1 (współczynnik transmisji jest równy 1).

Jeżeli energia E różni się od energii poziomu quasi-związanego E_n , to współczynnik transmisji gwałtownie maleje. Np. dla elektronu o energii E różniącej się od E_1 o 10 meV współczynnik transmisji ulega redukcji 10^5 razy.

Jeżeli grubość L_B bariery jest bardzo mała, to może zachodzić zjawisko **tunelowania rezonansowego**. Polega ono na tym, że elektron o energii $E = E_n$, padający np. na lewą barierę, tuneluje przez heterostrukturę z prawdopodobieństwem równym 1 (współczynnik transmisji jest równy 1).

Jeżeli energia E różni się od energii poziomu quasi-związanego E_n , to współczynnik transmisji gwałtownie maleje. Np. dla elektronu o energii E różniącej się od E_1 o 10 meV współczynnik transmisji ulega redukcji 10^5 razy.

Wynika stąd, że dla $E = E_n$ wystąpią wyraźne piki prądu elektronowego, który pochodzi z tunelowania rezonansowego.

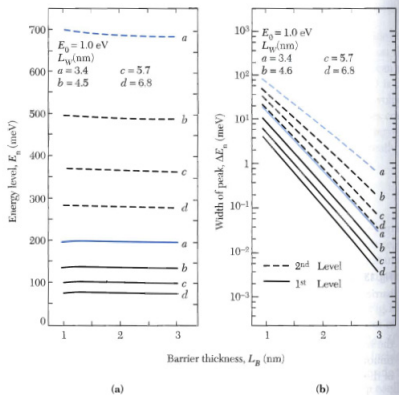


Fig. 14 (a) Calculated energy of electrons at which the transmission coefficient shows the dominant peak in an AlAs/GaAs/AlAs structure as a function of barrier thickness for various well thicknesses. (b) Full width at half maximum of the transmission coefficient versus barrier thickness for the first and second resonant peak.¹³

Rys. 6 (a) Obliczone energie E_n oraz (b) szerokości połówkowe ΔE_n dwóch pierwszych pików transmisji w funkcji szerokości bariery L_B .

Rys. 6 (a) pokazuje, że energie E_1 i E_2 , odpowiadające położeniom dwóch pierwszych pików współczynnika transmisji, zależą od szerokości L_W studni potencjału, natomiast (prawie) nie zależą od szerokości L_B bariery potencjału.

Rys. 6 (a) pokazuje, że energie E_1 i E_2 , odpowiadające położeniom dwóch pierwszych pików współczynnika transmisji, zależą od szerokości L_W studni potencjału, natomiast (prawie) nie zależą od szerokości L_B bariery potencjału.

Rys. 6 (b) pokazuje, że szerokość połówkowa ΔE_n pików transmisji maleje eksponencjalnie wraz ze wzrostem L_B dla ustalonej wartości L_W .

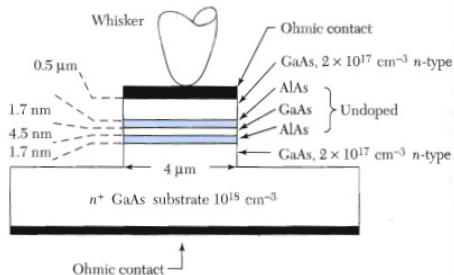


Fig. 15 A mesa-type resonant tunneling diode.¹³

Rys. 7. Przekrój struktury RTD typu mesa.

Budowa diody RTD typu mesa jest następująca:

Budowa diody RTD typu mesa jest następująca:

- ▶ warstwy GaAs i AlAs nałożone są metodą MBE naprzemiennie na podłożu n^+ GaAs

Budowa diody RTD typu mesa jest następująca:

- ▶ warstwy GaAs i AlAs nałożone są metodą MBE naprzemiennie na podłożu n^+ GaAs
- ▶ grubości barier $L_B = 1.7$ nm, grubość studni $L_W = 4.5$ nm

Budowa diody RTD typu mesa jest następująca:

- ▶ warstwy GaAs i AlAs nałożone są metodą MBE naprzemiennie na podłożu n^+ GaAs
- ▶ grubości barier $L_B = 1.7$ nm, grubość studni $L_W = 4.5$ nm
- ▶ napięcie doprowadzane jest przez kontakty omowe

Budowa diody RTD typu mesa jest następująca:

- ▶ warstwy GaAs i AlAs nałożone są metodą MBE naprzemiennie na podłożu n^+ GaAs
- ▶ grubości barier $L_B = 1.7$ nm, grubość studni $L_W = 4.5$ nm
- ▶ napięcie doprowadzane jest przez kontakty omowe
- ▶ kontakt górny stanowi maskę, która osłania obszar poniżej w procesie wytrawiania mesy

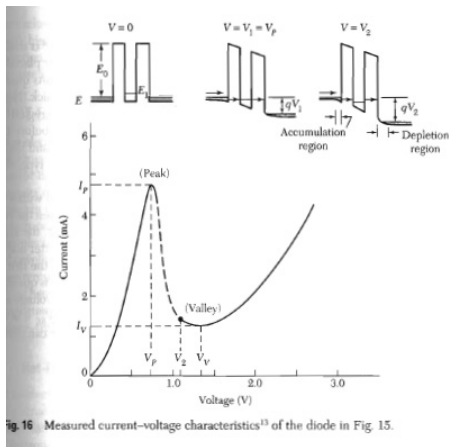


Fig. 16 Measured current-voltage characteristics¹³ of the diode in Fig. 15.

Rys. 8. Schemat działania i charakterystyka prądowo-napięciowa diody RTD.

Działanie diody RTD

Działanie diody RTD

(1) $V = 0$

Stan równowagi = brak przepływu prądu

(na Rys. 8 pokazany jest tylko najniższy poziom energetyczny E_1).

Działanie diody RTD

(1) $V = 0$

Stan równowagi = brak przepływu prądu

(na Rys. 8 pokazany jest tylko najniższy poziom energetyczny E_1).

(2) $0 < V < V_P$

Elektrony o energiach w pobliżu poziomu Fermiego tunelują z obszaru lewej elektrody przez lewą barierę do studni potencjału, a następnie tunelują przez prawą barierę do niezajętych stanów w obszarze prawej elektrody.

Działanie diody RTD

(1) $V = 0$

Stan równowagi = brak przepływu prądu

(na Rys. 8 pokazany jest tylko najniższy poziom energetyczny E_1).

(2) $0 < V < V_P$

Elektrony o energiach w pobliżu poziomu Fermiego tunelują z obszaru lewej elektrody przez lewą barierę do studni potencjału, a następnie tunelują przez prawą barierę do niezajętych stanów w obszarze prawej elektrody. Przez diodę płynie prąd o natężeniu I szybko rosnącym wraz ze wzrostem napięcia V .

(3) **Rezonans:** $V = V_1 = V_P$

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

Energia elektronu wstrzykniętego z lewej elektrody jest równa energii E_1 pierwszego stanu quasi-związanego. Dla $E = E_1$ występuje pierwsze maksimum współczynnika transmisji.

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

Energia elektronu wstrzykniętego z lewej elektrody jest równa energii E_1 pierwszego stanu quasi-związanego. Dla $E = E_1$ występuje pierwsze maksimum współczynnika transmisji.

\implies Prawdopodobieństwo tunelowania elektronu z lewej elektrody do obszaru studni kwantowej $P \simeq 1$.

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

Energia elektronu wstrzykniętego z lewej elektrody jest równa energii E_1 pierwszego stanu quasi-związanego. Dla $E = E_1$ występuje pierwsze maksimum współczynnika transmisji.

\implies Prawdopodobieństwo tunelowania elektronu z lewej elektrody do obszaru studni kwantowej $P \simeq 1$. W obszarze studni potencjału elektrony tworzą stany quasi-związane o krótkim czasie życia.

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

Energia elektronu wstrzykniętego z lewej elektrody jest równa energii E_1 pierwszego stanu quasi-związanego. Dla $E = E_1$ występuje pierwsze maksimum współczynnika transmisji.

\implies Prawdopodobieństwo tunelowania elektronu z lewej elektrody do obszaru studni kwantowej $P \simeq 1$. W obszarze studni potencjału elektrony tworzą stany quasi-związane o krótkim czasie życia. Po ich rozpadzie elektrony tunelują przez prawą barierę do niezajętych stanów w obszarze prawej elektrody.

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

Energia elektronu wstrzykniętego z lewej elektrody jest równa energii E_1 pierwszego stanu quasi-związanego. Dla $E = E_1$ występuje pierwsze maksimum współczynnika transmisji.

\implies Prawdopodobieństwo tunelowania elektronu z lewej elektrody do obszaru studni kwantowej $P \simeq 1$. W obszarze studni potencjału elektrony tworzą stany quasi-związane o krótkim czasie życia. Po ich rozpadzie elektrony tunelują przez prawą barierę do niezajętych stanów w obszarze prawej elektrody.

Napięcie V_P odpowiadające pikowi prądu spełnia warunek:

(3) Rezonans: $V = V_1 = V_P$

Przepływ prądu o maksymalnym natężeniu $I = I_P$.

Energia elektronu wstrzykniętego z lewej elektrody jest równa energii E_1 pierwszego stanu quasi-związanego. Dla $E = E_1$ występuje pierwsze maksimum współczynnika transmisji.

\implies Prawdopodobieństwo tunelowania elektronu z lewej elektrody do obszaru studni kwantowej $P \simeq 1$. W obszarze studni potencjału elektrony tworzą stany quasi-związane o krótkim czasie życia. Po ich rozpadzie elektrony tunelują przez prawą barierę do niezajętych stanów w obszarze prawej elektrody.

Napięcie V_P odpowiadające pikowi prądu spełnia warunek:

$$V_P \geq \frac{2E_1}{q} . \quad (2)$$

Komentarze do warunku (2)

Komentarze do warunku (2)

(1) Czynniki 2 wynika z tego, że dla symetrycznego rozkładu napięcia V przyłożonego pomiędzy kontaktami w obszarze studni potencjału działa efektywne napięcie $V/2$ (współczynnik konwersji napięcie-energia wynosi 2).

Komentarze do warunku (2)

(1) Czynniki 2 wynika z tego, że dla symetrycznego rozkładu napięcia V przyłożonego pomiędzy kontaktami w obszarze studni potencjału działa efektywne napięcie $V/2$ (współczynnik konwersji napięcie-energia wynosi 2).

(2) W przypadku idealnym pikowi prądu odpowiadałoby napięcie

$$V_P^0 = \frac{2E_1}{q} .$$

Komentarze do warunku (2)

(1) Czynniki 2 wynika z tego, że dla symetrycznego rozkładu napięcia V przyłożonego pomiędzy kontaktami w obszarze studni potencjału działa efektywne napięcie $V/2$ (współczynnik konwersji napięcie-energia wynosi 2).

(2) W przypadku idealnym pikowi prądu odpowiadałoby napięcie

$$V_P^0 = \frac{2E_1}{q} .$$

W rzeczywistej strukturze występują dodatkowe spadki napięć w obszarze akumulacji ładunku (po lewej) i obszarze zubożonym (po prawej), stąd konieczność przyłożenia nieco większego napięcia w celu osiągnięcia rezonansu.

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięć dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięcie dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

W temperaturze $T > 0$ prąd minimalny $I_V > 0$ z powodu przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięcie dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

W temperaturze $T > 0$ prąd minimalny $I_V > 0$ z powodu przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

Zachodzą przy tym dwa zjawiska:

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięcie dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

W temperaturze $T > 0$ prąd minimalny $I_V > 0$ z powodu przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

Zachodzą przy tym dwa zjawiska:

- (1) tunelowanie przez barierę z udziałem fononów (**tunelowanie stymulowane termicznie**),

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięcie dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

W temperaturze $T > 0$ prąd minimalny $I_V > 0$ z powodu przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

Zachodzą przy tym dwa zjawiska:

- (1) tunelowanie przez barierę z udziałem fononów (**tunelowanie stymulowane termicznie**),
- (2) klasyczny proces transportu ponad barierą (**termoemisja**).

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięć dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

W temperaturze $T > 0$ prąd minimalny $I_V > 0$ z powodu przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

Zachodzą przy tym dwa zjawiska:

- (1) tunelowanie przez barierę z udziałem fononów (**tunelowanie stymulowane termicznie**),
- (2) klasyczny proces transportu ponad barierą (**termoemisja**).

$$(5) V > V_V$$

Prąd termoemisyjny I_{th} szybko rośnie wraz ze wzrostem napięcia.

$$(4) V_P < V \leq V_V$$

W tym obszarze napięć dno pasma przewodnictwa lewej elektrody leży powyżej energii E_1 , a zatem liczba tunelujących elektronów maleje, co prowadzi do spadku prądu aż do osiągnięcia wartości minimalnej I_V .

W temperaturze $T > 0$ prąd minimalny $I_V > 0$ z powodu przepływu prądu wzbudzanego termicznie.

Zachodzą przy tym dwa zjawiska:

- (1) tunelowanie przez barierę z udziałem fononów (**tunelowanie stymulowane termicznie**),
- (2) klasyczny proces transportu ponad barierą (**termoemisja**).

$$(5) V > V_V$$

Prąd termoemisyjny I_{th} szybko rośnie wraz ze wzrostem napięcia.

Prąd ten maskuje tunelowanie kwantowe przez stany o energiach E_2, E_3, \dots

Podsumowanie

Podsumowanie

- ▶ Podobieństwo charakterystyk prądowo-napięciowych diody tunelowej i rezonansowej diody tunelowej.

Podsumowanie

- ▶ Podobieństwo charakterystyk prądowo-napięciowych diody tunelowej i rezonansowej diody tunelowej.
- ▶ Dioda RTD jest również charakteryzowana wartością stosunku $P/V = I_P/I_V$.

Podsumowanie

- ▶ Podobieństwo charakterystyk prądowo-napięciowych diody tunelowej i rezonansowej diody tunelowej.
- ▶ Dioda RTD jest również charakteryzowana wartością stosunku $P/V = I_P/I_V$.

W konwencjonalnych przyrządach RTD $P/V \leq 10$, natomiast dla RTD w drucie kwantowym P/V osiąga 100.

Podsumowanie

- ▶ Podobieństwo charakterystyk prądowo-napięciowych diody tunelowej i rezonansowej diody tunelowej.
- ▶ Dioda RTD jest również charakteryzowana wartością stosunku $P/V = I_P/I_V$.
W konwencjonalnych przyrządach RTD $P/V \leq 10$, natomiast dla RTD w drucie kwantowym P/V osiąga 100.
- ▶ W celu redukcji prądu termoemisyjnego I_{th} należy zwiększyć wysokość bariery E_0 oraz stosować relatywnie niskie napięcia V .

Podsumowanie

- ▶ Podobieństwo charakterystyk prądowo-napięciowych diody tunelowej i rezonansowej diody tunelowej.
- ▶ Dioda RTD jest również charakteryzowana wartością stosunku $P/V = I_P/I_V$.
W konwencjonalnych przyrządach RTD $P/V \leq 10$, natomiast dla RTD w drucie kwantowym P/V osiąga 100.
- ▶ W celu redukcji prądu termoemisyjnego I_{th} należy zwiększyć wysokość bariery E_0 oraz stosować relatywnie niskie napięcia V .
- ▶ Dioda RTD może pracować przy bardzo wysokich częstościach sygnałów z powodu małej pojemności przyrządu (częstotliwość odcięcia może osiągać 1 THz).

Podsumowanie

- ▶ Podobieństwo charakterystyk prądowo-napięciowych diody tunelowej i rezonansowej diody tunelowej.
- ▶ Dioda RTD jest również charakteryzowana wartością stosunku $P/V = I_P/I_V$.
W konwencjonalnych przyrządach RTD $P/V \leq 10$, natomiast dla RTD w drucie kwantowym P/V osiąga 100.
- ▶ W celu redukcji prądu termoemisyjnego I_{th} należy zwiększyć wysokość bariery E_0 oraz stosować relatywnie niskie napięcia V .
- ▶ Dioda RTD może pracować przy bardzo wysokich częstościach sygnałów z powodu małej pojemności przyrządu (częstotliwość odcięcia może osiągać 1 THz).
- ▶ Zastosowania diody RTD: ultra-szybkie formowanie impulsów, detektory promieniowania w zakresie THz, oscylatory do generacji sygnałów THz.