

Wykład 11

Przewodnictwo półprzewodników

W odróżnieniu od metali przewodnictwo półprzewodników jest określone przez ruch elektronów oraz dziur. Korzystając ze wzoru, określającym przewodnictwo metali, zapiszmy przewodnictwo półprzewodnika w postaci

$$\sigma = \frac{e^2 \tau_n}{m_n^*} n + \frac{e^2 \tau_p}{m_p^*} p . \quad (11.1)$$

Tu $\tau_{n,p}$ - czas relaksacji odpowiednio elektronów i dziur.

Ze ścisłych rozwiązań problemu obliczenia czasów relaksacji τ_n i τ_p wynika, że ich temperaturowa zależność wskutek rozpraszania na fononach jest wprost proporcjonalna do $T^{-3/2}$

$$\tau_{n,p} = \alpha_{n,p} T^{-3/2} , \quad (11.2)$$

gdzie $\alpha_{n,p}$ są współczynnikami proporcjonalności.

Korzystając ze wzoru (10.25) na koncentrację elektronów i dziur półprzewodnikach samoistnych możemy zapisać

$$\sigma_i = \sigma_{0i} \cdot e^{-E_g/2kT} , \quad (11.3)$$

gdzie

$$\sigma_{0i} = 2e^2 \cdot \left(\frac{k}{2\pi\hbar^2} \right)^{3/2} (m_n^* m_p^*)^{3/4} \left(\frac{\alpha_n}{m_n^*} + \frac{\alpha_p}{m_p^*} \right) . \quad (11.4)$$

Ze wzoru (11.3) wynika dość proste równanie na znalezienie przerwy energetycznej z danych doświadczalnych $\sigma_i(T)$

$$\ln \sigma_i(T) = \ln \sigma_{0i} - \frac{E_g}{2kT} . \quad (11.5)$$

W przypadku półprzewodników domieszkowych przewodnictwo elektryczne przy niskich temperaturach ($T < E_g / k$) ma głównie charakter domieszkowy, ponieważ dla domieszek energia potrzebna do oderwania elektronu (lub zapelnienia dziury) jest zwykle kilkadziesiąt razy mniejsza niż E_g . W temperaturze pokojowej prawie wszystkie domieszki są zjonizowane i temperaturowa zależność przewodnictwa będzie podobna do przewodnictwa w półprzewodnikach samoistnych.

Warto zwrócić uwagę na to, że w półprzewodnikach opór półprzewodnika maleje wraz z temperaturą, podczas gdy w metalach opór rośnie przy oziębianiu próbki.

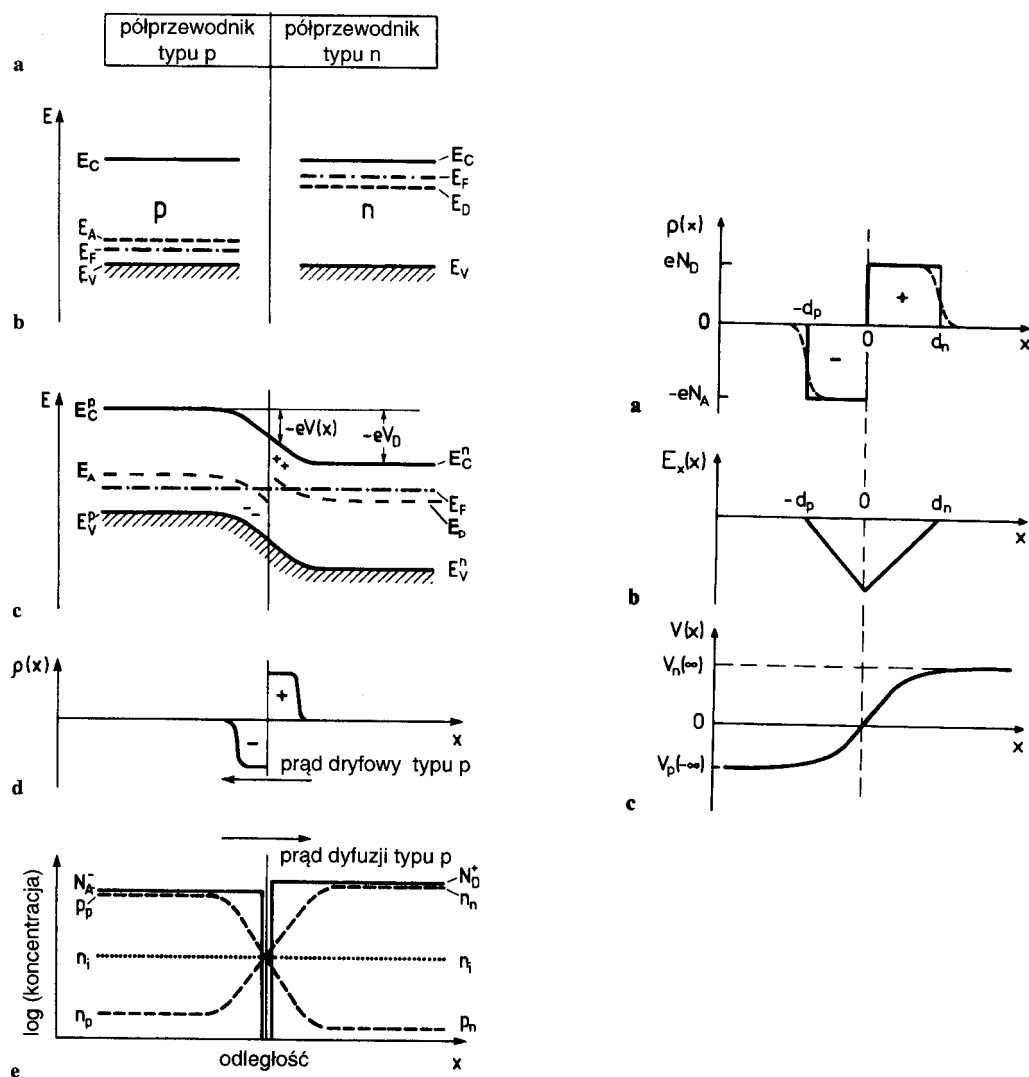
Złącza półprzewodnikowe

Złącza półprzewodnikowe są podstawowymi układami elektroniki współczesnej. Zaczniemy rozważanie zasad działania niektórych złączy półprzewodnikowych ze złącza półprzewodnik - półprzewodnik.

Złącze $P - n$

Złącze $P - n$ składa się z dwóch kryształów półprzewodnika, zwykle krzemu, jeden, z których jest typu P , a drugi typu n . Do zetknięcia ze sobą dwóch półprzewodników każdy z półprzewodników jest elektrycznie obojętny. Po zetknięciu ze sobą obu półprzewodników, stan termodynamiczny złącza nie jest stanem równowagowym, ponieważ poziomy Fermiego albo potencjały chemiczne obu półprzewodników nie pokrywają się ze sobą (rys.11.1). Dla osiągnięcia stanu równowagowego, czyli wyrównania potencjałów chemicznych, zaraz po zetknięciu półprzewodników musi wystąpić przemieszczenie ładunków (elektronów i dziur). Elektrony półprzewodnika typu n przechodzą przez granicę rozdziału do półprzewodnika typu P . Wskutek takiej dyfuzji elektronów półprzewodnik typu n traci ładunek ujemny i staje się dodatnio naładowanym w obszarze styku dwóch półprzewodników. Półprzewodnik typu P odwrotnie staje się w obszarze styku naładowanym ujemnie. Podobnie dyfuzja dziur z półprzewodnika typu P do półprzewodnika typu n doprowadza w obszarze styku półprzewodników do zwiększenia ładunku dodatniego półprzewodnika typu n i zwiększeniu ładunku ujemnego półprzewodnika typu P . A zatem wskutek takiej dyfuzji elektronów i dziur po stronie półprzewodnika typu P powstaje warstwa ujemnego ładunku, a po stronie półprzewodnika typu n - warstwa dodatniego ładunku. Między tymi warstwami, który tworzą tak zwaną *warstwę zaporową*, powstaje próg potencjału elektrycznego, przeciwdziałający dalszej dyfuzji elektronów i dziur. Jednocześnie przesuwają się pasma energetyczne po obu

stronach złącza tak, aby nastąpiło wyrównanie się poziomów Fermiego (potencjałów chemicznych) (rys.11.1). Z ładunkiem przestrzennym w warstwie zaporowej związane jest odpowiednie pole elektryczne, które można scharakteryzować odpowiednim potencjałem $U(x)$. Różnica pomiędzy wartością maksymalną i minimalną potencjału $U(x)$ nazywa się *napięciem dyfuzyjnym*: $U_D = U_{\max}(x) - U_{\min}(x)$ (rys.11.1).



Rys. 11.1. Złącze $p-n$. Z prawej strony model Schottky'ego dla złącza $p-n$

Ścisłe obliczenia napięcia dyfuzyjnego, oraz rozkładu ładunku w warstwie zaporowej nie jest rzeczą prostą. Rozważmy najprostszy model rozważania tego problemu znany jako

model Schottky'ego. Przypuśćmy, że gęstość ładunku przestrzennego w warstwie zaporowej wynosi (rys.11.1)

$$\rho(x) = \begin{cases} 0 & \text{dla } x < -d_p \\ -eN_A & \text{dla } -d_p < x < 0 \\ eN_D & \text{dla } 0 < x < d_n \\ 0 & \text{dla } x > d_n \end{cases} \quad (11.6)$$

Zgodnie z równaniem Poissona ładunek elektryczny $\rho(x)$ (11.6) określa potencjał $U(x)$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 0, \quad \text{dla } x < -d_p, \quad (11.7a)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = \frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad \text{dla } -d_p < x < 0, \quad (11.7b)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon}, \quad \text{dla } 0 < x < d_n, \quad (11.7c)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x^2} = 0, \quad \text{dla } x > d_n. \quad (11.7d)$$

Z równań (11.7) dla x - składowej pola elektrycznego mamy

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = C = 0, \quad \text{dla } x < -d_p, \quad (11.8a)$$

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = -\frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon} x + C = -\frac{eN_A}{\epsilon_0 \epsilon} (x + d_p), \quad \text{dla } -d_p < x < 0 \quad (11.8b)$$

$$E_x = \frac{\partial U}{\partial x} = \frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon} x + C = -\frac{eN_D}{\epsilon_0 \epsilon} (d_n - x), \quad \text{dla } 0 < x < d_n, \quad (11.8c)$$

$$E_x = -\frac{\partial U}{\partial x} = C = 0, \quad \text{dla } x > d_n. \quad (11.8d)$$

Całkując wzory (11.8) otrzymujemy

$$U(x) = C_1 = U_p(-\infty), \quad \text{dla } x < -d_p, \quad (11.9a)$$

$$U(x) = \frac{eN_A}{2\epsilon_0\epsilon}(x + d_p)^2 + U_p(-\infty), \text{ dla } -d_p < x < 0, \quad (11.9b)$$

$$U(x) = U_n(+\infty) - \frac{eN_D}{2\epsilon_0\epsilon}(d_n - x)^2, \text{ dla } 0 < x < d_n, \quad (11.9c)$$

$$U(x) = U_n(+\infty), \text{ dla } x > d_n. \quad (11.9d)$$

Przy $x = 0$ ze wzorów (11.8b) i (11.8c) musi wynikać ta sama wartość x - składowej pola elektrycznego, a stąd otrzymujemy warunek

$$N_A d_p = N_D d_n. \quad (11.10)$$

Z ciągłości potencjału w punkcie $x = 0$ i ze wzorów (11.9b) i (11.9c) otrzymujemy

$$\frac{e}{2\epsilon_0\epsilon}(N_A d_p^2 + N_D d_n^2) = U_n(+\infty) - U_p(-\infty) = U_D. \quad (11.11)$$

Tu U_D - napięcie dyfuzyjne (kontaktowe).

Z równań (11.10) i (11.11) wynikają następujące wzory na zależności szerokości ujemnie i dodatnie naładowanych obszarów warstwy zaporowej od koncentracji akceptorów i donorów

$$d_n = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_D}{e}} \cdot \sqrt{\frac{N_A}{N_D(N_A + N_D)}}, \quad (11.12)$$

$$d_p = \sqrt{\frac{2\epsilon_0\epsilon U_D}{e}} \cdot \sqrt{\frac{N_D}{N_A(N_A + N_D)}}. \quad (11.13)$$

Własności prostujące złącza $P - n$. Diody świecące

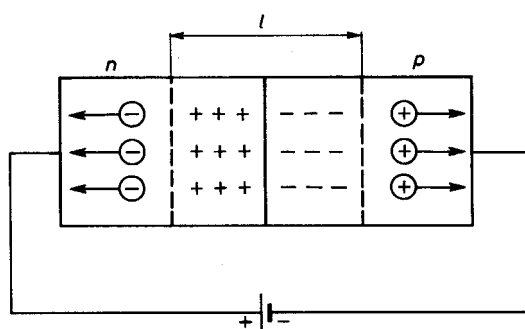
Jeżeli złącze $P - n$ włączyć do zewnętrznego obwodu źródła energii elektrycznej w taki sposób aby do półprzewodnika typu n był przyłożony dodatni potencjał, a do półprzewodnika typu P - potencjał ujemny (rys. 11.2), to zewnętrzne pole elektryczne, zwiększając działania pola kontaktowego, spowoduje, że spadek napięcia kontaktowego nie jest teraz równy napięciu dyfuzji U_D , lecz przybiera postać

$$U_n(+\infty) - U_p(-\infty) = U_D + U \quad (11.14)$$

Zgodnie ze wzorami (11.12) i (11.13) napięcie zewnętrzne zwiększa teraz szerokości ujemnie i dodatnie naładowanych obszarów warstwy zaporowej, ponieważ wielkość U_D musi być teraz zastąpiona w tych wzorach przez $U_D + U$

$$d_n(U) = \sqrt{1 + \frac{U}{U_D}} \cdot d_n(U=0) \quad (11.15)$$

$$d_p(U) = \sqrt{1 + \frac{U}{U_D}} \cdot d_p(U=0) \quad (11.16)$$



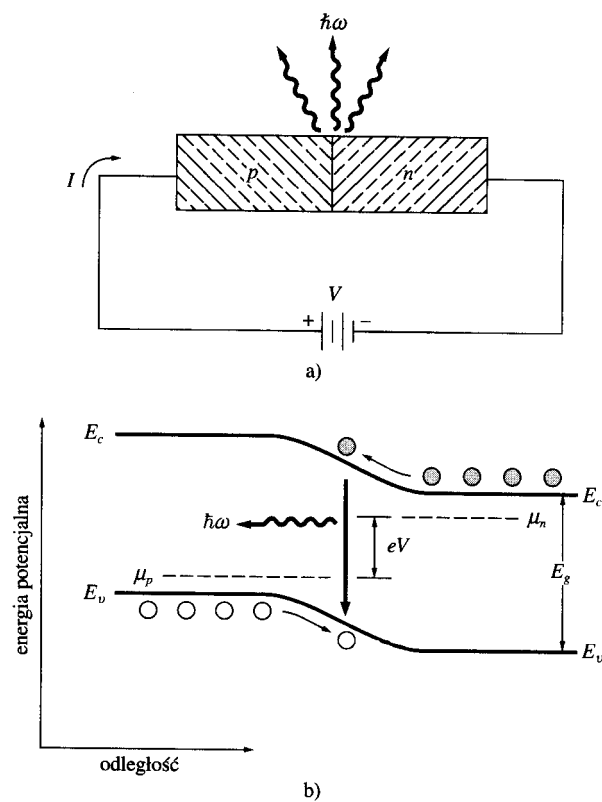
Rys.11.2. Kierunek zaporowy zewnętrznego pola elektrycznego

Zwiększenie warstwy zaporowej i zwiększenie bariery potencjału dla większościowych nośników (elektronów dla półprzewodnika typu n i dziur dla półprzewodnika typu p) powodują, że strumienie nośników większościowych ulegają znacznemu zmniejszeniu. Dominującym w tym przypadku będzie dość mały prąd ładunków mniejszościowych (dziur dla półprzewodnika typu n i elektronów dla półprzewodnika typu p).

Odmienne zachowuje się złącze $p-n$, gdy potencjał dodatni jest przyłożony do półprzewodnika typu p . Teraz warstwa zaporowa zmniejsza się. Obniża się też bariera potencjału dla większościowych nośników, co sprzyja znacznemu wzrostowi strumieni

nośników większościowych. Widzimy więc, że złącze $p-n$ wykazuje właściwości prostujące: w kierunku przewodzenia gęstość prądu wzrasta wykładniczo ze wzrostem przyłożonego potencjału; w kierunku zaporowym płynie dość mały prąd dyfuzyjny, który ze wzrostem U szybko osiąga nasycenie.

Przechodzenie dziur z półprzewodnika typu p do półprzewodnika typu n , w którym stają się one nośnikami mniejszościowymi oraz elektronów w kierunku odwrotnym nazywa się *wstrzykiwaniem nośników*. Na tym zjawisku jest oparte działanie wielu przyrządów półprzewodnikowych. Jednym z takich urządzeń jest dioda świecąca, która obecnie ma wydajność świetlną w trzy albo cztery razy większą niż tradycyjne żarówki.



Rys.11.3. Schemat powstawania fotonów w diodzie świecącej

Proces generowania światła na złączu $p-n$ jest dość prosty: elektrony wstrzykiwane do półprzewodnika typu P i dziury wstrzykiwane do półprzewodnika typu n anihilują na złączy wysyłając fotony o częstotliwości

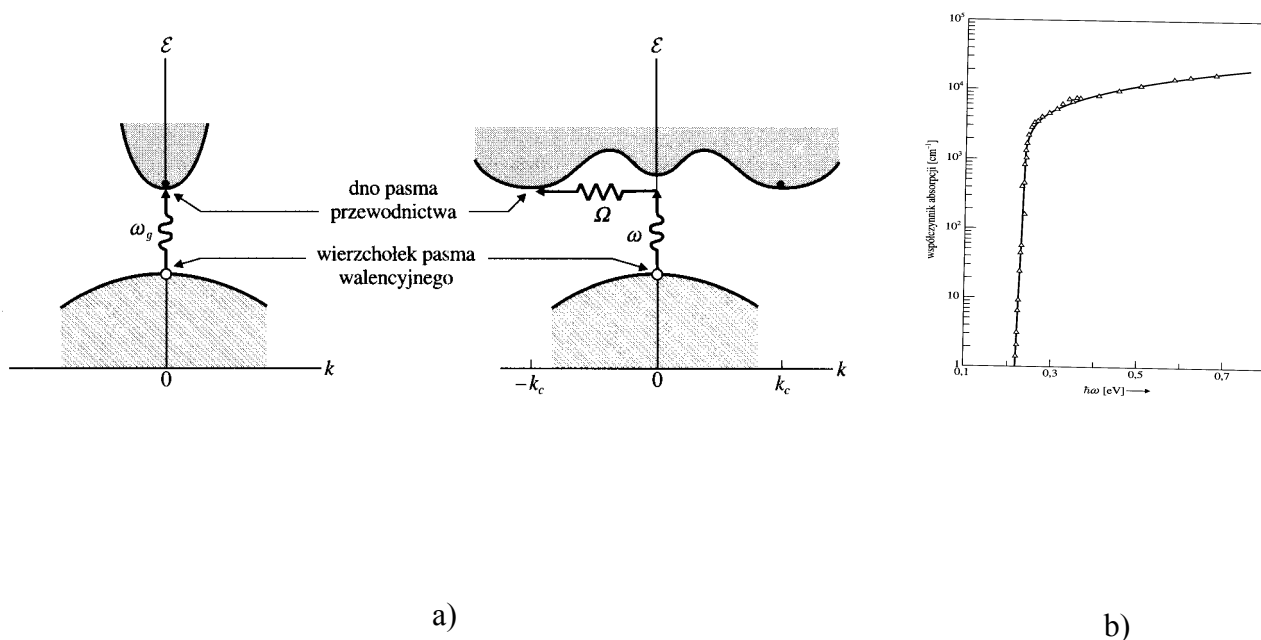
$$\nu = \frac{E_C - E_V}{h} . \quad (11.17)$$

Proces generowania światła zależy od kształtu przerwy międzypasmowej i jest najsilniejszy w półprzewodnikach z prostą przerwą (lewa strona rys.11.4a) niż w półprzewodnikach z przerwą skośną (prawa strona rys.11.4a).

Właściwości optyczne półprzewodników

Wyróżniają trzy podstawowe mechanizmy oddziaływania światła ze strukturą półprzewodnika. Jeden z nich związany jest z efektem Comptona, czyli z przyspieszeniem swobodnych nośników prądu przez fale elektromagnetyczną. Drugi jest związany z absorpcją międzypasmową, czyli z przejściami elektronów między pasmem walencyjnym i pasmem przewodnictwa (rys.11.4).

Istnienie pasma wzbronionego powoduje, że międzypasmowa absorpcja zachodzi, gdy częstotliwość fali spełnia warunek



Rys.11.4. (a) Przejścia międzypasmowe. (b) Widmo absorpcyjne półprzewodnika

$$\omega \geq \omega_g = \frac{E_g}{h} . \quad (11.18)$$

Tu ω_g jest *progową częstością absorpcji* i określa ją wartość przerwy energetycznej E_g . Oprócz *prostych przejść* międzypasmowych, w których cała energia fotonu idzie na przejście elektronu do pasma przewodnictwa, możliwe są *przejścia skośne* (rys.11.4). W przypadku tych przejść część energii i pędu fotonu idzie na wzbudzenie fononu w sieci krystalicznej

$$\hbar\omega_{foton} = E_c + \hbar\omega_{fonon} , \quad \vec{k}_{foton} = \vec{k}_c + \vec{q}_{fonon} .$$

Dodatkowe nośniki prądu, powstałe wskutek naświetlania próbki, są odpowiedzialne za przewodnictwo które nosi nazwę *fotoprzewodnictwa*.

Efekt Halla

Zjawisko Halla należy do grupy zjawisk *galwanomagnetycznych* i występuje wtedy, gdy półprzewodnik znajduje się w wzajemnie prostopadłych do siebie elektrycznym ($\vec{E} \parallel Ox$) i magnetycznym ($\vec{B} \parallel Oz$) polu (rys.11.5). Fizyka klasycznego zjawiska Halla jest bardzo prosta: na każdy nośnik ładunku q_i (elektron albo dziura), poruszający się w kierunku osi Ox z prędkością v_i działa, ze strony pola magnetycznego, siła Lorentza, skierowana wzdłuż osi Oy . Siła Lorentza, działająca w kierunku Oy powoduje rozdzielenie ładunków (dodatnich i ujemnych) wskutek czego próbka staje się spolaryzowana w kierunku osi Oy . Rozdzielone ładunki elektryczne wytwarzają pole elektryczne \vec{E}_H , które nazywa się *polem Halla*. Rozważmy najpierw półprzewodnik typu n i niech v_n będzie prędkością elektronu wzdłuż osi Ox . Wtedy dla pola elektrycznego działającego na elektrony możemy zapisać

$$E_{ny} = E_H + v_n B = E_H + \frac{j_{nx}}{ne} B = E_H + \frac{\sigma_n}{ne} E_x B = E_H + \mu_n E_x B . \quad (11.19a)$$

Tu $\mu_n = \sigma_n / ne$ jest ruchliwością elektronu.

Pole (11.19a) powoduje powstawanie prądu wzdłuż osi Oy , gęstość którego wynosi

$$j_{ny} = en\mu_n E_{ny} = en\mu_n E_H + en\mu_n^2 E_x B , \quad (11.20a)$$

gdzie n - koncentracja elektronów.

Analogiczne wzory możemy zapisać dla półprzewodnika typu p

$$E_{py} = E_H - v_p B = E_H - \frac{j_{px}}{pe} B = E_H - \frac{\sigma_p}{pe} E_x B = E_H - \mu_p E_x B, \quad (11.19b)$$

gdzie p - koncentracja dziur i $\mu_p = \sigma_p / pe$ jest ruchliwością dziur.

Dalej

$$j_{py} = ep\mu_p^2 E_{py} = ep\mu_p E_H - ep\mu_p^2 E_x B. \quad (11.20b)$$

Ze wzorów (11.20) otrzymujemy, że jeżeli w próbce występują oba rodzaje nośników prądu, to wypadkowa gęstość prądu w kierunku osi Oy wynosi

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = e(n\mu_n + p\mu_p)E_H + e(n\mu_n^2 - p\mu_p^2)E_x B. \quad (11.21)$$

W stanie stacjonarnym $j_y = 0$, a zatem ze wzoru (11.21) otrzymujemy

$$E_H = \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2}{n\mu_n + p\mu_p} E_x B. \quad (11.22)$$

Biorąc pod uwagę, że

$$j_x = j_{nx} + j_{px} = e(n\mu_n + p\mu_p)E_x, \quad (11.23)$$

zapiszmy wzór (11.22) w postaci

$$E_H = R_H (B \cdot j_x). \quad (11.24)$$

Tu

$$R_H = \frac{1}{e} \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2} \quad (11.25a)$$

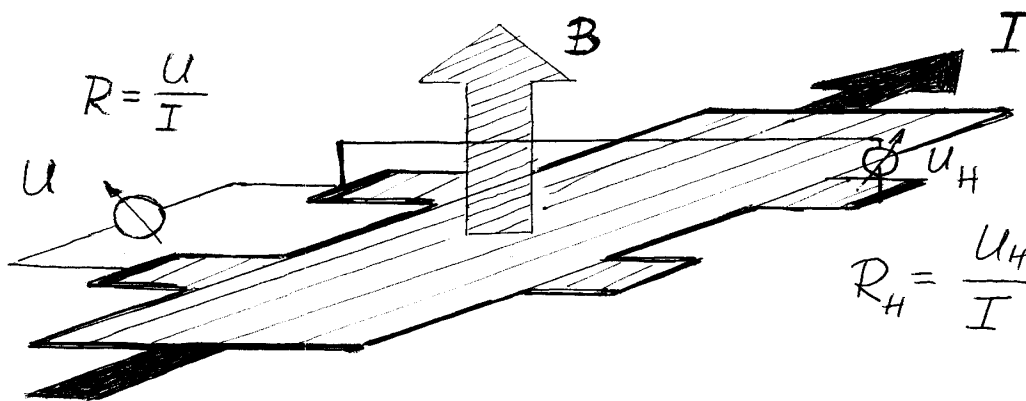
nazywa się *stałą Halla*.

Ze wzoru (11.25a) dla półprzewodnika n ($n \gg p$) otrzymujemy

$$R_{Hn} = \frac{1}{en}. \quad (11.25b)$$

W przypadku półprzewodnika p ($p \gg n$) ze wzoru (11.25a) mamy

$$R_{Hp} = -\frac{1}{ep} . \quad (11.25c)$$



Rys.11.5. Schemat układu doświadczalnego do obserwacji efektu Halla

Jeżeli oznaczymy przez d grubość płytki z półprzewodnika, a przez b jej szerokość, to dla napięcia Halla oraz dla prądu I płynącego w kierunku osi Ox możemy zapisać

$$U_H = E_H \cdot b , \quad (11.26)$$

$$I = j_x \cdot (bd) . \quad (11.27)$$

Biorąc pod uwagę (11.26) i (11.27), ze wzoru (11.24) otrzymujemy

$$U_H = \rho_H I , \quad (11.28)$$

gdzie

$$\rho_H = \frac{U_H}{I} = \frac{R_H}{d} B \quad (11.29)$$

nazywa się *oporem Halla*.

Ze wzoru (11.29) widać, że opór Halla, a również stałą Halla, łatwo wyznaczyć z pomiarów U_H i I . Zwróćmy uwagę, że stała Halla zależy od koncentracji i ruchliwości elektronów i donorów a więc to jest jednym z podstawowych parametrów mierzonych w półprzewodnikach.

Zadania do Wykładu 11

1. Półprzewodnik o przerwie energetycznej $E_g = 1 \text{ eV}$ i $m_e^* = m_d^* \equiv m_e$ (m_e jest masa elektronu swobodnego) został domieszkowany atomami akceptorowymi o koncentracji $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Poziom akceptorowy znajduje się o $0,25 \text{ eV}$ wyżej pasma walencyjnego. Wykazać, że przewodnictwo samoistne w tym półprzewodniku w temperaturze pokojowej jest zbyt małe.

2. Półprzewodnik o przerwie energetycznej $E_g = 2 \text{ eV}$ i $m_e^* = m_d^* \equiv m_e$ (m_e jest masa elektronu swobodnego) został domieszkowany atomami akceptorowymi o koncentracji $N_A = 10^{18} \text{ cm}^{-3}$. Poziom akceptorowy znajduje się o $0,2 \text{ eV}$ wyżej pasma walencyjnego. Zakładając, że ruchliwość dziur w temperaturze 300 K jest równa $100 \text{ cm}^2 / \text{V} \cdot \text{s}$, obliczyć przewodnictwo σ w tym półprzewodniku.

3. Korzystając ze wzorów na koncentracji elektronów i dziur po obu stronach złącza $p-n$ wykazać, że napięcie kontaktowe U_D wynosi

$$U_D = U_n(+\infty) - U_p(-\infty) = E_g + kT \cdot \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right),$$

gdzie n_i^2 - koncentracja elektronów czystego półprzewodnika (bez domieszek); N_A - koncentracja akceptorów; N_D - koncentracja donorów.

4. Zakładając, że $N_A = 5 \cdot 10^{23} \text{ m}^{-3}$ i $N_D = 2 \cdot 10^{22} \text{ m}^{-3}$ oszacować napięcie kontaktowe dla germanu przy a) $T = 77 \text{ K}$ i b) $T = 300 \text{ K}$.

5. Zwykle napięcie kontaktowe U_D jest rzędu 1 V . Zakładając, że $\epsilon \approx 12$ i $N_A \approx N_D \approx 10^{20} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$ wykazać, że a) obszar ładunku przestrzennego wynosi $d_n = d_p \approx 10^4 - 10^2 \text{ \AA}$; b) natężenie pola elektrycznego w tych obszarach wynosi $E \approx (10 - 10^3) \text{ kV/cm}$.

6. Wykazać, że rozwiązanie stacjonarne równań ruchu elektronu w stałym polu elektrycznym o natężeniu \vec{E} i stałym polu magnetycznym o indukcji $\vec{B} \parallel Oz$ ma postać

$$v_x = \frac{e\tau}{m} E_x + \omega_C \tau \cdot v_y, \quad (11.30a)$$

$$v_y = \frac{e\tau}{m} E_y - \omega_C \tau \cdot v_x, \quad (11.30b)$$

$$v_z = \frac{e\tau}{m} E_z, \quad (11.30c)$$

gdzie τ jest czas średni między zderzeniami elektronów, a $\omega_C = eB/m$ - częstość cyklotronowa.

7. Korzystając z rozwiązania (11.30) wykazać, że:

a) przy $\vec{E}(E,0,0)$ pole Halla wynosi

$$E_H = \frac{eB\tau}{m} \cdot E;$$

b) stała Halla jest równa

$$R_H = \frac{1}{ne}.$$

8. Płytkę metalowa o grubości $d = 0,1 \text{ mm}$ i koncentracji elektronów $n = 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ znajduje się w polu magnetycznym o indukcji $B = 0,1 \text{ T}$. Przez płytkę płynie prąd o natężeniu 10 mA . Obliczyć napięcie Halla.

9. Płytkę z półprzewodnika typu n o grubości $d = 0,2 \text{ mm}$ i koncentracji elektronów $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ znajduje się w polu magnetycznym o indukcji $B = 0,1 \text{ T}$. Przez płytkę płynie prąd o natężeniu 10 mA . Obliczyć napięcie Halla.

10. Płytkę z półprzewodnika typu p o grubości $d = 10 \text{ mm}$ i długości $l = 50 \text{ mm}$ znajduje się w polu magnetycznym o indukcji $B = 0,5 \text{ T}$. Różnica potencjałów między końcami płytki wynosi 10 V . Napięcie Halla jest równe $U_H = 50 \text{ mV}$, a własny opór wynosi $\rho = 2,5 \Omega \cdot \text{cm}$. Znaleźć koncentrację i ruchliwość dziur.

11. Samoistny półprzewodnik znajduje się w polu magnetycznym o indukcji B ($\vec{B} \parallel Oz$) i polu elektrycznym o natężeniu E ($\vec{E} \parallel Ox$). Wykazać, że różnica ruchliwości elektronów i dziur jest określona wzorem

$$\mu_n - \mu_p = \frac{1}{\eta B},$$

gdzie $\eta = E/E_H$.

12. W półprzewodniku, dla którego $\mu_n = 5\mu_p$, efekt Halla nie obserwuje się. Wykazać, że stosunek koncentracji dziur do koncentracji elektronów w tym półprzewodniku wynosi 25.

13. Ruch elektronu "swobodnego" o masie efektywnej m^* możemy opisać w ciele stałym umieszczonym w stałe pole elektryczne \vec{E} i stałe pole magnetyczne \vec{B} korzystając z równania

$$m^* \frac{d\vec{v}}{dt} = e\vec{E} + e \cdot [\vec{v} \times \vec{B}] - \frac{m^*}{\tau} \vec{v} . \quad (11.31)$$

W prawej stronie (11.31) pierwsze dwa wyrazy opisują siłę Lorentza, zaś ostatni wyraz określa "tłumienie" ruchu elektronu (τ - czas relaksacji).

Korzystając z równania (11.31) udowodnić, że gęstość prądu w przypadku, gdy $\vec{B} = 0$ i $\vec{E}(E_x, 0, 0)$ wynosi

$$j_x = nev_x = \frac{ne^2\tau}{m^*} E_x \equiv \sigma_0 E_x . \quad (11.32)$$

14. Korzystając z równania (11.31) wykazać, że gęstość prądu w przypadku, gdy $\vec{B}(0, 0, B)$ i $\vec{E}(E_x, 0, 0)$ wynosi

$$j_x = \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} E_x , \quad (11.33)$$

gdzie $\omega_c = eB/m^*$ częstość cyklotronowa elektronu.

Ze wzoru (11.33) widać, że w polu magnetycznym opór właściwy wzrasta. Ten, zależny od pola magnetycznego opór nosi nazwę *magnetooporu*.