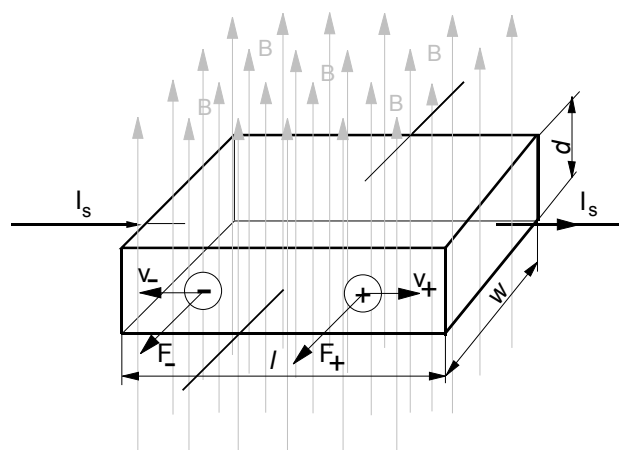


WSEiZ WYDZIAŁ:	
LABORATORIUM FIZYKI	
Nr ćwicz. 11	Temat: Badanie zjawiska Halla. Wyznaczanie koncentracji i ruchliwości nośników ładunku.

Nośnikami prądu w półprzewodniku mogą być dziury lub elektrony. Jeżeli umieścimy taki półprzewodnik, przez który przepływa prąd elektryczny I_s w polu magnetycznym o indukcji \mathbf{B} to na te nośniki ładunku będzie działać siła Lorentza

$$F_L = qvB \quad 1.$$



Rys. 1. Półprzewodnik w jednorodnym polu magnetycznym o indukcji B . Na nośniki ładunku elektrony i dziury działa tak samo skierowana siła F .

Hallotronem nazywamy cienką warstwę półprzewodnika naparowanego na nieprzewodzące podłoże, do którego dołączono cztery elektrody (Rys.1.).Nośnikami ładunku mogą być elektrony lub dziury. Działa na nie tak samo skierowana siła Lorentza prostopadła do indukcji magnetycznej i kierunku przepływu prądu sterującego I_s . Zakłóca ona ruch nośników prądu wzdłuż linii sił przyłożonego pola elektrycznego. Nośniki odchylają się w kierunku siły Lorentza i gromadzą na powierzchni bocznej przekroju warstwy półprzewodnika. Obecność zgromadzonych ładunków można wykryć mierząc różnicę potencjału U_h . Zgromadzone ładunki wytwarzają pole elektryczne o natężeniu U_h/w (gdzie w szerokość półprzewodnika), które działa na ładunki nośników prądu I_s siłą $F = qU_h/w$.

W warunkach równowagi $F = F_L$, a więc $q U_H/w = q v B$ w przypadku, gdy pole magnetyczne jest skierowane prostopadle do kierunku przepływu prądu. Stąd

$$U_H = wvB \quad 2.$$

Prędkość nośników prądu w kierunku wytworzonego w półprzewodniku pola elektrycznego nazywamy prędkością dryftową. W temperaturach pokojowych nośniki prądu biorące udział w przewodzeniu prądu tzn. elektrony i dziury swobodne mają prędkości dużo większe od prędkości dryftowej, są one chaotycznie skierowane i są związane z termicznymi drganiami sieci krystalicznej. Na ten chaotyczny ruch nakłada się powolny ruch w kierunku zewnętrznego pola elektrycznego. Nośniki są przyspieszane przez pole w okresie od zderzenia do zderzenia z jonami sieci krystalicznej, czas między zderzeniami praktycznie nie zależy od wielkości pola gdyż równy jest w przybliżeniu ilorazowi średniej drogi swobodnej przez dużą prędkość termiczną zmienianą tylko minimalnie przez zewnętrzne pole elektryczne. Przyspieszane i hamowane nośniki poruszają się z średnią prędkością w kierunku pola, czyli z prędkością dryftową v równą połowie przyrostu prędkości uzyskanej między zderzeniami. Prędkość dryftowa v jest wprost proporcjonalna do natężenia pola elektrycznego E w półprzewodniku a więc:

$$v = \mu E$$

Współczynnik proporcjonalności μ nazywa się ruchliwością. Ponieważ v mierzymy w [m/s], natężenie pola E w [V/m], więc ruchliwość μ w [m²/Vs]. Typowe wartości ruchliwości w półprzewodnikach wynoszą 10 – 1000 cm²/Vs.

Im większe jest natężenie prądu I_s płynącego przez półprzewodnik tym prędkość nośników jest większa. Z definicji natężenia prądu jako strumienia ładunków możemy napisać:

$$I_s = nevwd \quad 3.$$

gdzie:

n – koncentracja ładunków,

e – ładunek elementarny,

v – prędkość dryftowa,

w, d – szerokość i grubość warstwy półprzewodnika.

Wstawiając do powyższej zależności

$$v = \mu E = \mu \frac{U}{l}$$

mamy:

$$I_s = ne \left(\mu \frac{U}{l} \right) wd \quad 4.$$

gdzie:

μ – ruchliwość nośników prądu,

U – spadek napięcia wzdłuż półprzewodnika,

l – długość, w – szerokość półprzewodnika, przez który płynie prąd.

Podstawiając v z wzoru 3. do 2. otrzymujemy:

$$U_h = \frac{1}{ne} \frac{BI_s}{d} \quad 5.$$

Ze wzorów 4. i 5. można wyznaczyć koncentrację n i ruchliwość μ . Wzory przyjmą następującą postać:

$$n = \frac{1}{ed} \frac{I_s B}{U_h} \quad 6$$

$$\mu = \frac{l}{w} \frac{U_h}{UB} \quad 7.$$

Z powyższych wzorów widać, że iloczyn koncentracji n i ruchliwości μ jest odwrotnie proporcjonalny do rezystancji półprzewodnika R_h . Podstawiając do wzoru na ruchliwość μ wzór z prawa Ohma $U = R_h I_s$ otrzymujemy:

$$R_h = \frac{1}{ne\mu} \frac{l}{wd} \quad 8$$

gdzie iloczyn $ne\mu$ jest przewodnictwem właściwym, a iloraz $1/ne$ stałą Halla.

Powyższe zależności obowiązują tylko w słabych polach magnetycznych, przy czym „słabe pole” rozumiemy takie pole, które powoduje niewielkie zakrzywienie toru nośnika ładunku w czasie pomiędzy kolejnymi zderzeniami. Stąd warunek, że pole jest słabe, jeżeli jest spełniona nierówność:

$$\mu B \ll 1 \quad 9.$$

Magnetoopór

W jednorodnym polu magnetycznym w próżni elektron porusza się po linii śrubowej o osi równoległej do kierunku indukcji magnetycznej \mathbf{B} o promieniu proporcjonalnym do pędu

elektronu. Pole poprzeczne U_h/w wynikające z gromadzenia się ładunków na ściankach półprzewodnika kompensuje dokładnie działanie pola magnetycznego tylko dla nośników ładunku poruszających się z prędkością średnią. Dla pozostałych jest ono zbyt słabe lub zbyt silne i torry ich ulegają zakrzywieniu. Powoduje to zwiększenie liczby zderzeń na drodze między końcami półprzewodnika, więc zwiększa rezystancję. Względną zmianę przewodności półprzewodnika w słabym poprzecznym polu magnetycznym można przedstawić następująco:

$$\frac{\Delta\sigma}{\sigma} = A(\mu B)^2$$

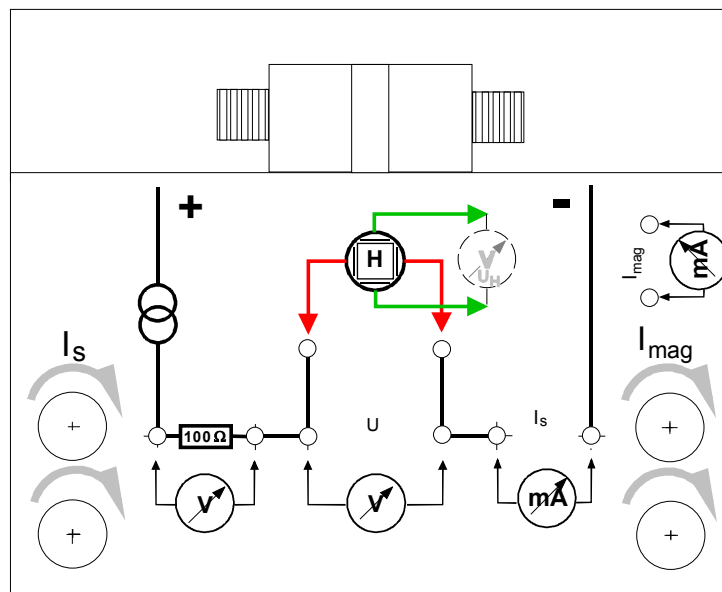
gdzie:

$\Delta\sigma$ – zmiana przewodnictwa półprzewodnika pod wpływem pola magnetycznego
 $\sigma(0) - \sigma(B)$

σ – przewodnictwo bez pola magnetycznego

A – stała zależna od mechanizmu rozpraszania rzędu jedności

W celu wyznaczenia przewodności w układzie pomiarowym w szereg z halotronem wstawiono rezystor wzorcowy, więc mierząc spadek napięcia pomiędzy elektrodami prądowymi hallotronu U_x i spadek napięcia na rezystorze wzorcowym U_w opór hallotronu można obliczyć korzystając z proporcji $U_x/R_x = U_w/R_w$



Rys.2. Widok układu pomiarowego