

Droga dyfuzji nośników prądu w półprzewodnikach

Mieczysław Jałochowski

Cel ćwiczenia

1. Poznanie właściwości kontaktu prostującego metal-półprzewodnik
2. Poznanie mechanizmów dyfuzji nośników mniejszościowych w półprzewodniku.
3. Opanowanie metody wytwarzania kontaktów prostujących metal-półprzewodnik.



Zakres ćwiczenia

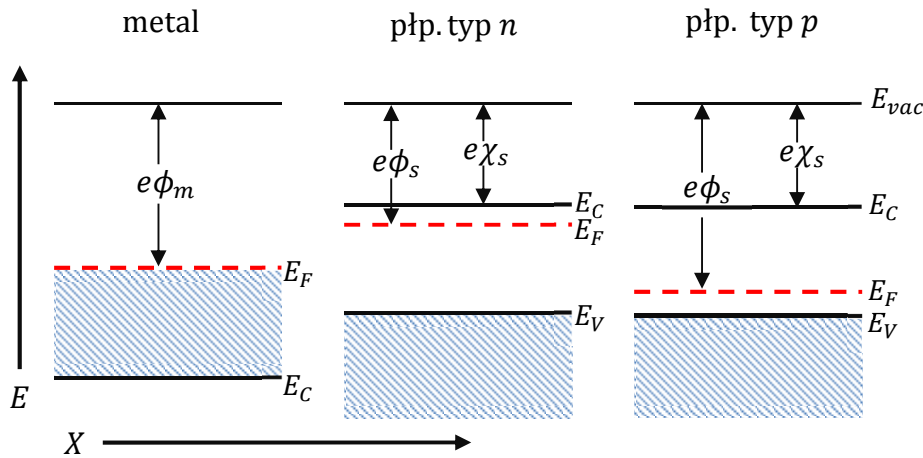
1. Wykonanie ostrzowych kontaktów z wolframu.
2. Oczyszczenie powierzchni monokryształu germanu.
3. Pomiar charakterystyki prądowo-napięciowej złącza metal-półprzewodnik.
4. Pomiar wartości drogi dyfuzji nośników mniejszościowych w monokryształ germanu.

Informacje wprowadzające

1. Złącze metal-półprzewodnik
 - 1.1. Złącze w stanie równowagi
 - 1.2. Złącze spolaryzowane
 - 1.3. Charakterystyka prądowo – napięciowa złącza metal-półprzewodnik i kontakt omowy
2. Prąd dyfuzyjny nośników mniejszościowych w półprzewodniku
 - 2.1. Stan równowagowy
 - 2.2. Koncentracje mniejszościowych nośników prądu w stanie nierównowagi

Złącze metal-półprzewodnik

W zależności od parametrów struktury elektronowej, a także technologii wytworzenia, złącze metal-półprzewodnik może mieć charakter omowy bądź prostujący. Rozpatrzmy charakterystyczne cechy budowy pasm elektronowych w metalu i półprzewodnikach. Rys. 1 pokazuje uproszczony, jednowymiarowy schemat struktury elektronowej metalu z zaznaczoną energią próżni E_{vac} , pracą wyjścia $e\phi_m$, poziomem Fermiego E_F i dnem pasma przewodnictwa E_C oraz schematy struktury elektronowej półprzewodnika typu n i półprzewodnika typu p z zaznaczonym wierzchołkiem pasma walencyjnego E_V i powinowactwem elektronowym $e\chi_s$.

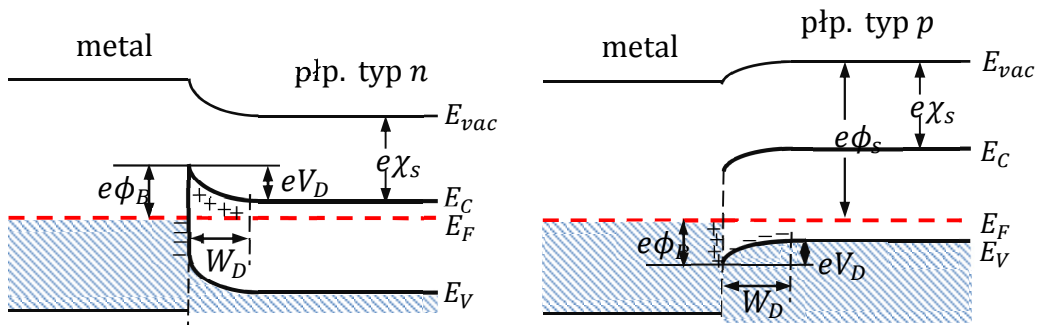


Rys.1. Schematy struktury elektronowej metalu, półprzewodnika typu n i półprzewodnika typu p .

Jeśli metal nie pozostaje w kontakcie z półprzewodnikiem, wówczas ustalona jest ich wspólna energia poziomu próżni.

Złącze w stanie równowagi

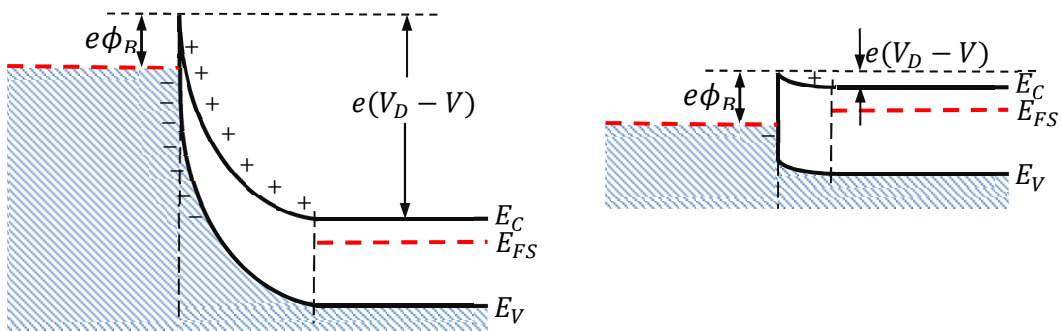
W momencie kontaktu, w wyniku ustalenia wspólnego poziomu energii Fermiego, tworzy się **bariera Schottky** o wysokości ϕ_B takiej, że $e\phi_B = e\phi_m - e\chi_s$ od strony metalu i potencjał dyfuzyjny V_D od strony półprzewodnika. Złącze takie nosi nazwę **złącza Schottky**. W pobliżu bariery powstaje zaburzony względem wnętrza półprzewodnika obszar rozkładu ładunku – nadmiar jonów dodatnich w płp. typu n albo nadmiar jonów ujemnych w półprzewodniku typu p . Ładunki te są równoważone przez ładunki przeciwnego znaku w metalu jednakże, z powodu dużej koncentracji ładunków w metalu, ich rozkład rozciąga się na niewielkiej odległości od granicy metal-półprzewodnik. W niezdegenerowanym półprzewodniku obszar ładunku przestrzennego rozciąga się na znaczną odległość W_D , tworząc warstwę zubożoną. Obydwie warstwy stanowią ładunek przestrzenny z wbudowanym polem elektrycznym na granicy metal-półprzewodnik. Kontakty metalu z półprzewodnikiem, w stanie równowagi, przedstawia Rys. 2.



Rys.2. Złącza metal-półprzewodnik w stanie równowagi termodynamicznej.

Złącze spolaryzowane

Polaryzacja złącza może mieć charakter przewodzący lub zaporowy. Ilustruje to Rys.3, na przykładzie półprzewodnika typu n . Podczas zmiany napięcia polaryzacji bariera potencjału od strony metalu nie ulega zmianie, natomiast bariera od strony półprzewodnika wzrasta dla polaryzacji zaporowej i maleje dla polaryzacji przewodzenia.



Rys.3. Złącza metal-półprzewodnik typu n . Przy polaryzacji zaporowej (minus napięcia przyłożony do metalu, jak pokazuje rysunek z lewej strony) obszar ładunku przestrzennego sięga w półprzewodnik głębiej niż przy polaryzacji przewodzenia (plus napięcia przyłożony do metalu, jak pokazuje rysunek z prawej strony).

Charakterystyka prądowo – napięciowa złącza metal-półprzewodnik i kontakt omowy

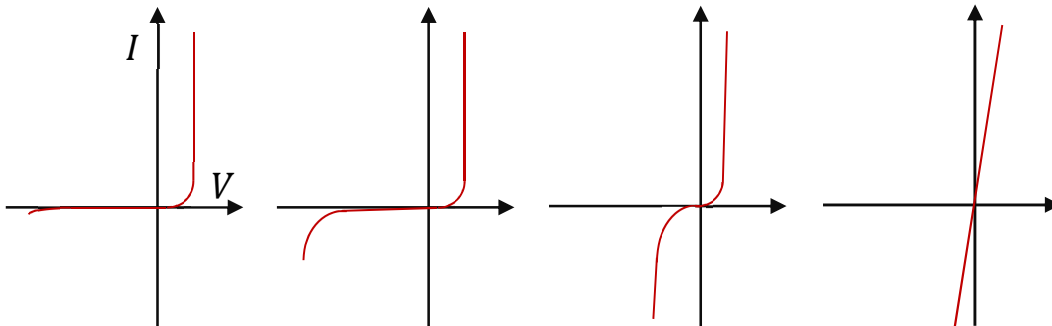
Wyrażenie na prąd płynący przez złącze o powierzchni A ma postać:

$$I = I_s \left[\exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) - 1 \right] \quad 1.$$

$$I_s = A \left(\frac{m^* e k_B^2}{2\pi^2 \hbar^3} \right) T^2 \exp\left(\frac{-e\phi_B}{k_B T}\right) = AR^* \exp\left(\frac{-e\phi_B}{k_B T}\right) \quad 2.$$

$$\text{Stała Richardsona } R^* = 120 \frac{m^*}{m_0} A c m^{-2} K^{-2} \quad 3.$$

m_0 jest masą swobodnego elektronu a m^* masą efektywną nośnika prądu. Kształt charakterystyki zmienia się silnie w miarę domieszkowania półprzewodnika. Złącze z mało domieszkowanym półprzewodnikiem wykazuje charakterystykę $I(V)$ podaną równaniem (1). W miarę zwiększania domieszkowania maleje szerokość bariery W_D i staje się ona coraz bardziej przezroczysta dla tunelujących elektronów. W złączu z bardzo silnie domieszkowanym półprzewodnikiem prowadzi to niemal swobodnego przepływu prądu i taki kontakt staje się omowym. Rysunek 4 przedstawia zmiany kształtu charakterystyki $I(V)$ w miarę wzrostu liczby domieszek.



Rys. 4. Szkicowe charakterystyki $I(V)$ złącza Schottky z półprzewodnikiem o różnym stopniu domieszkowania: od słabo domieszkowanego – z lewej, do bardzo silnie domieszkowanego – z prawej strony.

Prąd dyfuzyjny nośników mniejszościowych w półprzewodniku

Jeśli w domieszkowanym półprzewodniku gęstość elektronowych n i mniejszościowych dziurowych p nośników prądu jest, w jednowymiarowym modelu, funkcją współrzędnej położenia x , czyli $n = n(x)$ i $p = p(x)$, to gęstość prądu dyfuzyjnego j_{nd} i j_{pd} tych nośników dana jest:

$$j_{nd} = eD_n \frac{dn}{dx} \quad 4.$$

$$j_{pd} = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad 5.$$

gdzie $D_{n,p}$ jest współczynnikiem dyfuzji elektronów (n) lub dziur (p). Gęstość prądu zmieni się pod wpływem przyłożonego zewnętrznego statycznego pola elektrycznego o natężeniu $E = E(x)$ i wówczas:

$$j_n = ne\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx} \quad 6.$$

$$j_p = pe\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx} \quad 7.$$

gdzie μ_n i μ_p oznaczają ruchliwość elektronów i dziur.

Gęstość prądu całkowitego j wynosi:

$$j = j_n + j_p = e(n\mu_n + p\mu_p)E + e(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}) \quad 8.$$

Stan równowagowy

W stanie równowagi termodynamicznej zachodzi: $j = j_n + j_p = 0$

Z (5) otrzymamy wtedy dla elektronów i dziur:

$$n\mu_n E = -D_n \frac{dn}{dx} \quad 9.$$

$$p\mu_p E = -D_p \frac{dp}{dx} \quad 10.$$

Jeśli elektrony w paśmie przewodnictwa nie są zdegenerowane, to ich koncentracja w tym paśmie spełnia relację Boltzmana:

$$n = C \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \quad 11.$$

gdzie C jest stałą a V potencjałem elektrostatycznym, takim że:

$$E = \frac{dV}{dx} \quad 12.$$

Zatem:

$$\frac{dn}{dx} = C \frac{e}{k_B T} \exp\left(\frac{eV}{k_B T}\right) \frac{dV}{dx} \quad 13.$$

Po podstawieniu (9) i (10) do (6), otrzymujemy:

$$\frac{\mu_n}{D_n} = \frac{e}{k_B T} \quad 14.$$

oraz

$$\frac{\mu_p}{D_p} = \frac{e}{k_B T} \quad 15.$$

Wyrażenia (14) i (15) są znanymi zależnościami Einsteina.

Koncentracje mniejszościowych nośników prądu w stanie nierównowagi

Stan nierównowagowy może być wywołany chociażby poprzez oświetlenie światłem o odpowiedniej energii $h\nu$ tak, aby wytworzyć pary elektron-dziura. Jeśli koncentracje nośników prądu w stanie nierównowagi wynoszą Δn i Δp wówczas spełniają one równanie:

$$\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = -\frac{\Delta n}{\tau} + \frac{1}{e} \operatorname{div} j_n + r \quad 16.$$

gdzie:

- $\frac{\Delta n}{\tau}$ - wyraża rekombinację nośników prądu,
- $\frac{1}{e} \operatorname{div} j_n$ - jest divergencją gęstości prądu nośników mniejszościowych,
- r - jest prędkością wytwarzania nośników przez promieniowanie.

W stanie stacjonarnym spełnione jest: $\frac{\partial(\Delta n)}{\partial t} = 0$

Znajdziemy teraz rozkład gęstości nośników wzdłuż osi x w nieoświetlonej części próbki ($r = 0$) w sposób następujący: różniczkujemy (6) względem x i wstawiamy $\operatorname{div} j_n$ do (16). Otrzymamy:

$$-\frac{\Delta n}{\tau_n} + D_n \frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} + \mu_n E \frac{d(\Delta n)}{dx} = 0 \quad 17.$$

Dzielimy (17) przez D_n i wprowadzimy oznaczenia:

$$L_D = \sqrt{D_n \tau_n}; \quad L_E = \tau_n \mu_n E \quad 18.$$

Otrzymamy równanie różniczkowe:

$$\frac{d^2(\Delta n)}{dx^2} + \frac{L_E}{L_E^2} \frac{d(\Delta n)}{dx} - \frac{\Delta n}{L_D^2} = 0 \quad 19.$$

którego ogólne rozwiązanie ma kształt:

$$\Delta n = C_1 e^{a_1 x} + C_2 e^{a_2 x} \quad 20.$$

gdzie:

C_1 i C_2 - stałe określone przez warunki brzegowe,

a_1 i a_2 - pierwiastki równania charakterystycznego:

$$a^2 + \frac{L_E}{L_D^2} a - \frac{1}{L_D^2} = 0 \quad 21.$$

$$a_{1,2} = \frac{-L_E \pm \sqrt{L_E^2 + 4L_D^2}}{2L_D^2} \quad 22.$$

Jeśli oświetlony obszar rozciąga się, jak ilustruje rys. 5, od $x = -l$ do $x = 0$, to dla współrzędnych $x \geq 0$ otrzymujemy z (17) na Δn wyrażenie:

$$\Delta n = C_1 e^{-x/L_1} \quad 23.$$

gdzie według (22)

$$L_1 = \frac{2L_D^2}{L_E + \sqrt{L_E^2 + 4L_D^2}} \quad 24.$$

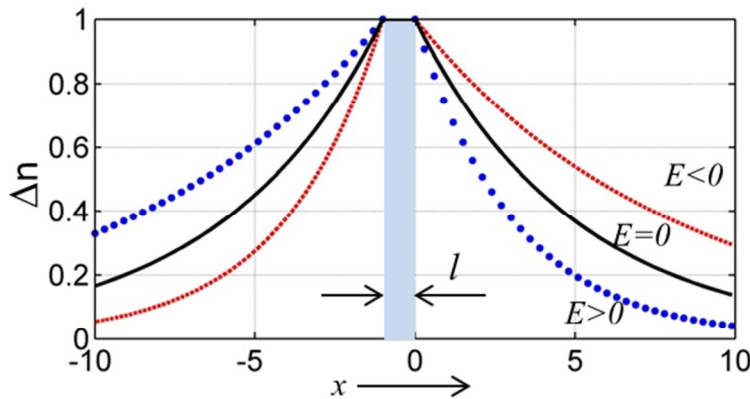
Równanie (23) wskazuje, że gęstość nośników mniejszościowych w stanie nierównowagi maleje wykładniczo w miarę oddalania się od obszaru oświetlonego próbki.

Podobnie, dla współrzędnych $x \leq -l$ z tych samych równań

$$\Delta n = C_{21} e^{(x-l)/L_2} \quad 25.$$

$$L_2 = \frac{2L_D^2}{\sqrt{L_E^2 + 4L_D^2} - L_E} \quad 26.$$

Przy braku zewnętrznego pola elektrycznego, $E = 0$, $L_E = 0$, $L_2 = L_1 = L_D$ i rozkład unormowanej do jedynki gęstości ładunków jest po obydwu stronach oświetlonego obszaru symetryczny, co pokazuje Rys.5.



Rys.5. Rozkład unormowanej koncentracji elektronów w stanie nierównowagi wzdłuż jednowymiarowej próbki przy różnych kierunkach pola elektrycznego. Próbka oświetlana jest w obszarze od $x > -l$ do $x < 0$.

Charakterystyczną wielkość $L_D = \sqrt{D_n \tau_n}$ nazywamy **długością dyfuzji nośników mniejszościowych**, a τ_n jest czasem życia nośników mniejszościowych, lub czasem rekombinacji nośników mniejszościowych. Podobne obliczenia można przeprowadzić dla nośników mniejszościowych p , w postaci dziur.

Pomiaru rozkładu Δn dokonuje się w sposób pośredni - poprzez pomiar zmiennego napięcia na oporniku R . Napięcie to jest proporcjonalne do gęstości nierównowagowych nośników mniejszościowych w pobliżu ostrza kolektora. Jak wynika z rozważań w rozdziale poświęconym złączu metal-półprzewodnik i z Rysunku 3, w złączu spolaryzowanym zaporowo nośniki większościowe mają do pokonania wysoką barierę dyfuzyjną. Inaczej jest dla nośników mniejszościowych – nośniki mniejszościowe w półprzewodniku (dziury w przykładzie na Rys. 3) poruszają się w polu elektrycznym złącza, aby ostatecznie rekombinować z elektronami metalu. Zatem kontakt metal-półprzewodnik, spolaryzowany zaporowo, pełni funkcję sondy mniejszościowych nośników.

Ostatecznie, w celu wyznaczenia drogi dyfuzji z (23) mamy:

$$\ln U \sim \lg \Delta n = \text{const} - \frac{x}{L_D} \quad 27.$$

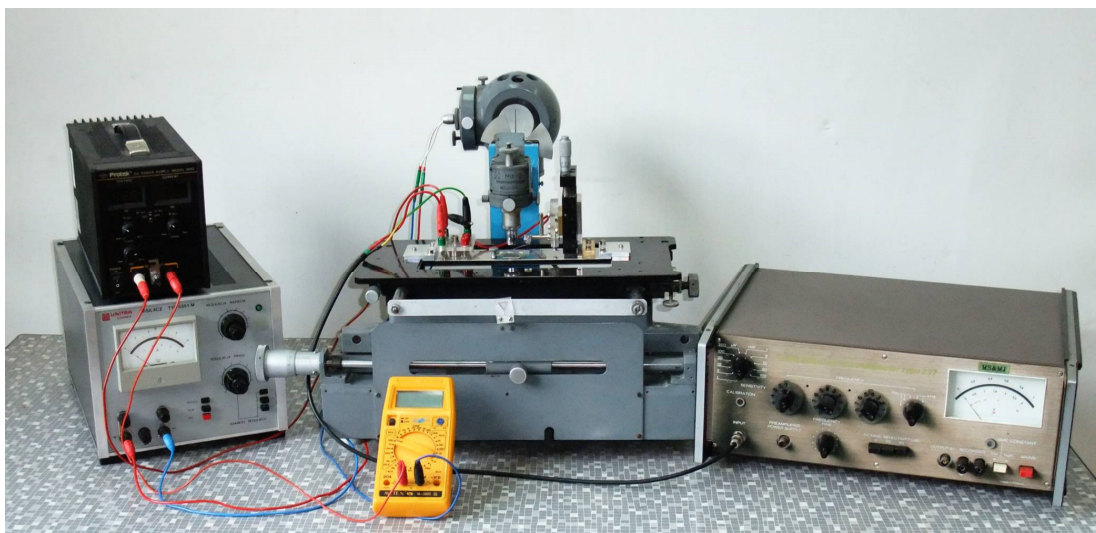
Kotangens kąta nachylenia prostej na wykresie $\ln U$ w zależności od x określa drogę dyfuzji L_D . Mając L_D można z zależności Einsteina (równania 14 i 15) określić czas życia

mniejszościowych nośników prądu τ , jeśli wyznaczono ruchliwość μ w innym, niezależnym pomiarze:

$$\tau = \frac{e L_D^2}{k_B T \mu} \quad 28.$$

Wykonanie ćwiczenia

Pomiary charakterystyk prądowo-napięciowych i wyznaczenia drogi dyfuzji nośników mniejszościowych wykonywane są za pomocą tego samego zestawu aparatury, Rys.6. Warunkiem powodzenia doświadczenia jest przygotowanie dobrego wolframowego ostrza oraz oczyszczenie germanowej próbki.



Rys.6 Widok ogólny zestawu aparatury do pomiaru charakterystyk prądowo-napięciowych i wyznaczenia drogi dyfuzji nośników mniejszościowych

Wykonanie wolframowego ostrza

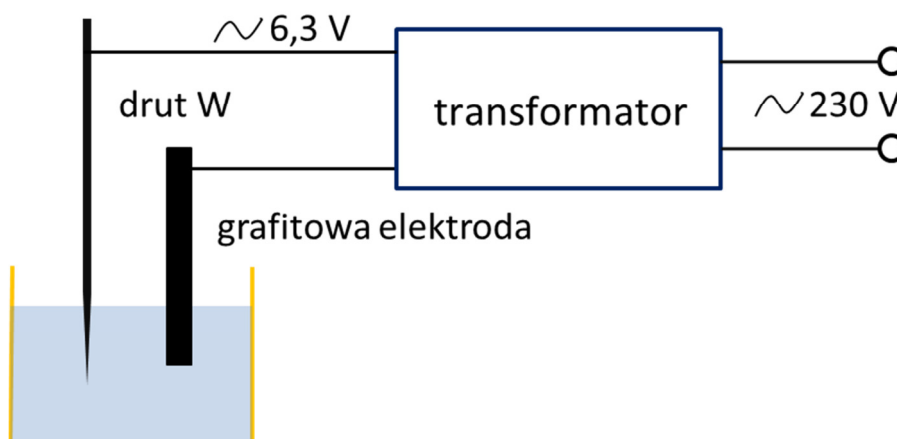
Ostrze wykonywane jest metodą elektrochemicznego trawienia wolframowego drutu o średnicy 0,3 mm prądem zmiennym, w wodnym roztworze NaOH. Każdorazowo przed wykonaniem ćwiczenia należy zaostrzyć stare ostrze lub wykonać nowe ostrze. W celu przygotowania roztworu do trawienia należy rozpuścić 10 g NaOH w szklanej zlewce z 100 ml destylowanej wody i dokładnie wymieszać.

Uwaga! Roztwór NaOH jest żrący. Rozpuszczanie NaOH, przelewanie i wszelkie manipulacje, włącznie z trawieniem ostrza, muszą być wykonywane w okularach ochronnych i w pobliżu zlewu. Nie wolno dotykać roztworu. W przypadku pobrudzenia roztworem należy obficie przemyć wodą, pod kranem.

Uwaga! Wrzucać pastylki NaOH do wody, a nie odwrotnie.

Roztwór podczas trawienia powinien mieć temperaturę pokojową. W razie potrzeby można roztwór schłodzić poprzez zanurzenie zlewki w innej zlewce z zimną wodą z kranu. Trawienie wykonywane jest w obwodzie elektrycznym jak na Rys.7. Ostrze poprzednio używane powinno być trawione przez około 60 sek., nowe ostrze powinno być trawione dłużej, aż widoczny będzie skrócenie drutu.

Bezpośrednio po trawieniu ostrze powinno być oplukane pod bieżącym strumieniem wody destylowanej i pozostawione do wyschnięcia przez około 5 min., z wierzchołkiem skierowanym ku górze. Stan ostrza należy skontrolować mikroskopem stereoskopowym. Wszelkie widoczne zanieczyszczenia, nierówności i zagięcia dyskwalifikują je do wykorzystania i wówczas procedura wytrawiania powinna być powtórzona.



Rys. 7 Schemat zestawu do trawienia wolframowych ostrzy

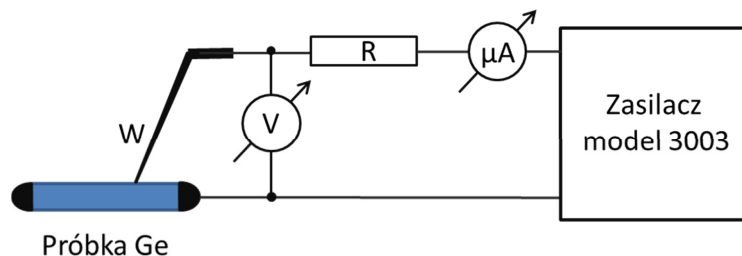
Przygotowanie powierzchni monokryształu germanu.

Powierzchnia germanu powinna być wolna od zanieczyszczeń i tlenków. Co kilka tygodni, powinna być oczyszczona płynem trawiącym CP-4 (roztwór HF i HNO₃) oraz dokładnie umyta wodą destylowaną i osuszona w powietrzu.

Uwaga! roztwór jest żrący. Trawienie może być wykonane tylko z osłoną na twarz, w rękawicach ochronnych i pod wyciągiem powietrza.

Schematy elektryczne układu do pomiaru charakterystyki prądowo-napięciowej złącza metal-półprzewodnik i drogi dyfuzji

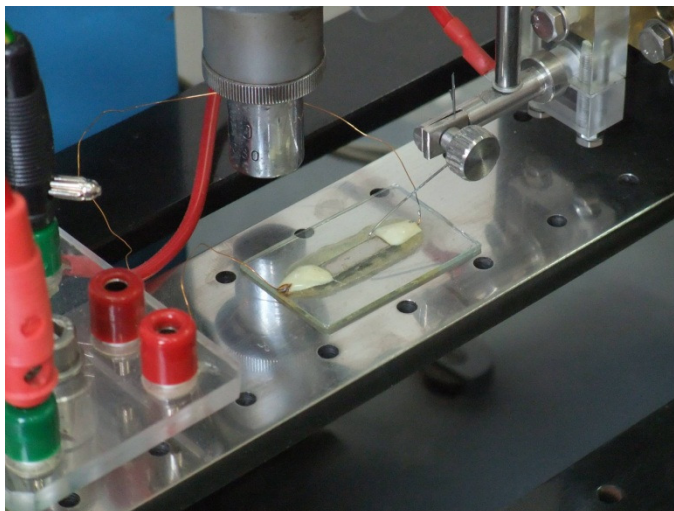
Pomiar charakterystyki prądowo-napięciowej wykonywany jest w obwodzie jak na Rysunku 8.



Rys. 8 Schemat elektryczny do pomiaru charakterystyki prądowo-napięciowej złącza metal-półprzewodnik.

W skład zestawu urządzeń pomiarowych wchodzi:

1. próbka Ge – monokryształ germanu na ruchomym stoliku, pokazany na fotografii rys.9,
2. manipulator MF-2,
3. W – wolframowe ostrze na manipulatorze jako kolektor,
4. R – opornik 200 Ω ,
5. μA – multimetr cyfrowy Metex M-3800 lub podobny,
6. V – multimetr cyfrowy Metex M-3800 lub podobny.



Rys. 9 Fotografia próbki Ge z ostrzem i omowymi kontaktami na ruchomym stoliku z manipulatorem.

Charakterystyki prądowo-napięciowe należy zmierzyć trzykrotnie, w różnych punktach próbki. Punkty pomiarowe należy rozmieścić co 0,1 V w zakresie polaryzacji gdzie prąd jest wyraźnie nieliniowy i co 0,25 V w zakresach niemal liniowych zmian prądu. Podczas pomiaru charakterystyki prądowo-napięciowej złącza nie należy przekraczać prądu 5 mA przy polaryzacji w kierunku przewodzenia bądź polaryzacji w kierunku zaporowym.

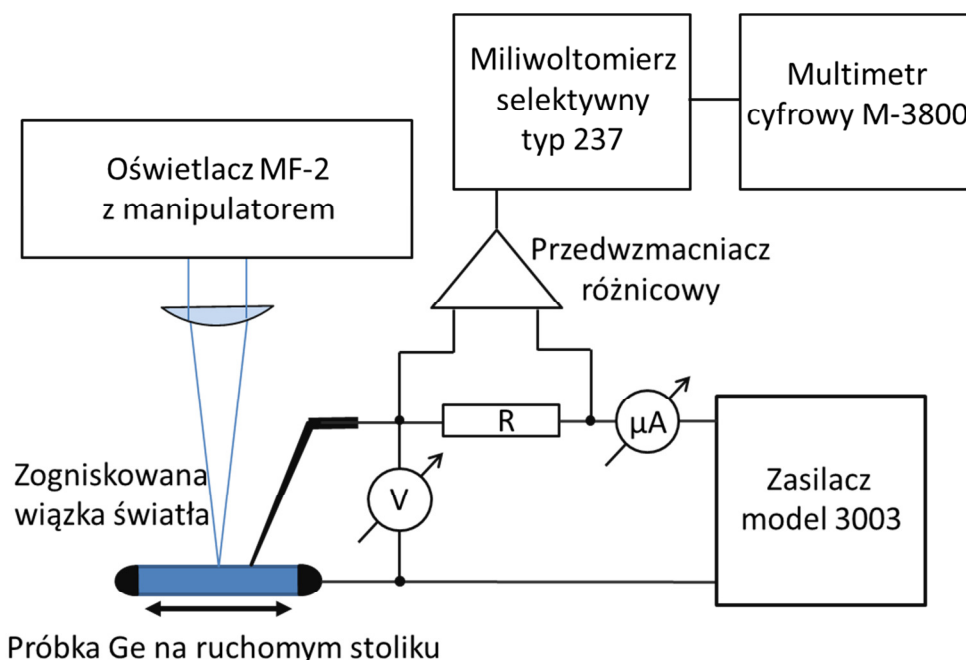
Szczegółowy schemat aparatury zmontowanej do pomiaru drogi dyfuzji nośników mniejszościowych pokazuje Rysunek 10. Częstość mechanicznie przerywanej wiązki światła z

oświetlacza MF-2, Rys.11, wynosi około 144 Hz i na taką samą częstość powinien być ustawiony wzmacniacz selektywny. Odległość pomiędzy kontaktem a wiązką światła jest regulowana poprzez ruch próbki. Zmianę położenia próbki można odczytać ze skali śruby mikrometrycznej. Podczas pomiaru prądu dyfuzyjnego ostrze powinno być spolaryzowane w kierunku zaporowym. Napięciowy sygnał zmienny na oporniku R, w zakresie mV, jest wzmacniany za pomocą przedwzmacniacza a następnie wzmocniony miliwoltomierzem selektywnym. Sygnał wyjściowy miliwoltomierza selektywnego jest odczytywany za pomocą woltomierza cyfrowego.

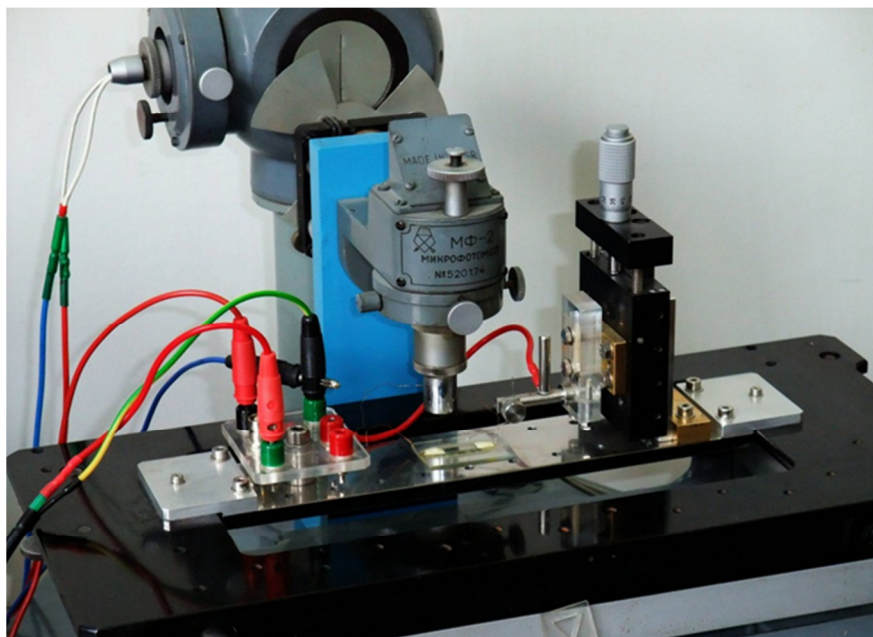
Pomiary należy wykonać trzykrotnie, w różnych punktach próbki, za każdym razem zmieniając położenie ostrza. Ostrze należy jedynie podnosić lub opuszczać za pomocą manipulatora ze

śrubą mikrometryczną. Zmiana położenia w płaszczyźnie próbki może być wykonywana jedynie poprzez przesunięcie próbki Ge na szklanym podłożu względem wcześniej uniesionego ostrza.

Serie pomiarów należy wykonać z trzema różnymi polaryzacjami zaporowymi - dostatecznie dużej, gdy mierzony sygnał jest silny, bliskiej zera, ale pozwalającej jeszcze obserwować efekt modulacji gęstości mniejszościowych nośników, oraz dla polaryzacji pośredniej. Każdy pomiar powinien być wykonany przy oświetleniu po obydwu stronach ostrza. Pojawiająca się w zależności od napięcia polaryzacji asymetria w rozkładzie prądu dyfuzyjnego będzie oznaczała silne zaburzenie w rozkładzie pola elektrycznego wokół ostrza i taki przypadek musi być analizowany inaczej niż opisują proste modele.



Rys. 10. Schemat obwodu elektrycznego podczas wykonywania pomiarów rozkładu gęstości nośników prądu.



Rys.11. Fotografia manipulatora MF-2. Widoczny u góry oświetlacz z przerywaczem światła.

Opracowanie wyników

1. Wartość drogi dyfuzji należy wyznaczyć poprzez dopasowanie metodą najmniejszych kwadratów prostej wynikającej z teorii, do wyników pomiarów.

Wykonanie sprawozdania

1. W opracowaniu ćwiczenia należy przedstawić wyprowadzenia wzorów użytych do wyznaczenia drogi dyfuzji i przedstawić ich interpretację fizyczną.
2. Wszystkie używane symbole wielkości fizycznych powinny być objaśnione w tekście.
3. Należy opisać sposób przeprowadzenia eksperymentu, podać jego warunki, narysować i omówić schematy obwodów oraz podać zasadnicze parametry aparatury.
4. Wyniki pomiarów powinny być zebrane w tabelach i przedstawione w postaci wykresów wykonanych z wykorzystaniem oprogramowania np. **Matlab**. Należy zamieścić:
 - 4.1. wykresy charakterystyk prądowo-napięciowych złącza metal-półprzewodnik,
 - 4.2. wykresy napięcia zmiennego na wyjściu miliwoltomierza selektywnego i logarytmu naturalnego tego napięcia w funkcji położenia ostrza x względem wiązki światła a także:
 - 4.3. tabelę obliczonych wartości drogi dyfuzji z obliczonym błędem.
5. Wartości drogi dyfuzji i towarzyszące im błędy można obliczyć korzystając z programu **Matlab**, zawierającego **Curve Fitting Toolbox** z funkcją **fit**.
6. W tekście opracowania należy umieszczać odnośniki do literatury.
7. Na końcu opracowania należy zamieścić spis cytowanych pozycji, także adresów internetowych, jeśli były wykorzystywane.

Literatura

1. Aldert van der Ziel, *Podstawy fizyczne elektroniki ciała stałego*, PWN, Warszawa 1980.
2. *Metody doświadczalne w fizyce ciała stałego*, skrypt pod redakcją Mieczysława Subotowicza, UMCS, Lublin 1976.
3. W. Shockley, *Electron and holes in semiconductors*, New York 1950.
4. http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1956/shockley-lecture.html
5. Jan Hennel, *Podstawy elektroniki półprzewodnikowej*, wydanie trzecie, WNT, Warszawa 2003.
6. Nick Holonyak Jr, *Physics Today*, p. 36, **April** 1992. Dostępna także pod adresem:
http://vanha.physics.utu.fi/opiskelu/kurssit/UFYS3008/papers/PHYSICSTODAY_45_36.pdf
7. J. Bardeen and W. H. Brattain, *Phys. Rev.* **74**, 230 (1948).
8. W. H. Brattain and J. Bardeen, *Phys. Rev.* **74**, 231 (1948).
9. W. Shockley and G. L. Pearson, *Phys. Rev.* **74**, 232 (1948).
10. J. R. Haynes and W. Shockley, *Phys. Rev.* **76**, 691 (1949).
11. <http://www.mathworks.com/help/toolbox/curvefit/fit.html>