

HALVLEDARE

EXPERIMENTELLA STUDIER AV EXCITATION, MOBILITET OCH REKOMBINATION HOS LADDNINGSBÄRARNA I EN HALVLEDARE. HAYNES-SHOCKLEYS EXPERIMENT.

Varning:

1. Vid en del av mätningarna begagnas en laserdiod. Akta dina egna och andras ögon då lasern är igång.
2. Mätobjektet i denna laboration är en ca 2 cm lång stav av germanium. Staven är ömtålig och skall handhas med försiktighet. Anslutningstrådarna är fastlödda med speciell teknik och är likaså ömtåliga.

TEORI

1. Laddningsbärarkoncentration och resistivitet.

Resistiviteten ρ hos ett halvledarmaterial ges av

$$\rho = \frac{1}{\mu_e n e + \mu_h p e} \quad (1)$$

där e är elementarladdningen, n antalet elektroner i ledningsbandet (per volymenhet av halvledarmaterialet), p på samma sätt antalet hål per volymenhet i valensbandet, samt μ_e och μ_h mobiliteterna hos dessa elektroner respektive hål. Vi har här gjort approximationen att anta en enda mobilitet för elektronerna, liksom för hålen. Strängt taget kan vi ha t.ex. flera valensband som bidrar till ledningsförmågan, och för hålen i dessa valensband kan vi ha olika mobilitet. Motsvarande gäller ledningsbanden.

Laddningsbärarkoncentrationerna n och p är kraftigt temperaturberoende. Om vi som approximation antar att bandstrukturen är lokalt parabolisk vid bandkanterna (dvs att den effektiva massan kan representeras av en skalär), så kan de termiska jämviktswärdena $n = n_T$ och $p = p_T$ vid temperaturen T beräknas med formlerna

$$n_T = n_0 \exp(-(E_c - \mu)/k_B T) \quad (2a)$$

$$p_T = p_0 \exp(-(\mu - E_v)/k_B T) \quad (2b)$$

där E_c är ledningsbandkanten, E_v valensbandkanten, μ Fermi-nivån (kemiska potentialen), k_B Boltzmanns konstant, T den absoluta temperaturen, samt n_0 och p_0 de effektiva tillståndstätheterna för lednings- respektive valensband. De effektiva tillståndstätheterna ges, räknat i m^{-3} , av

$$n_0 = A_c \cdot 48.3 \cdot (m_e/m)^{3/2} T^{3/2} \cdot 10^{20} \quad (3a)$$

$$p_0 = A_v \cdot 48.3 \cdot (m_h/m)^{3/2} T^{3/2} \cdot 10^{20} \quad (3b)$$

där A_c är antalet ledningsbandkanter i Brillouin-zonen, A_v är antalet valensbandkanter, och m_e och m_h de effektiva massorna hos elektroner respektive hål. Vi har då också gjort approximationen att använda samma effektiva massa t.ex. för olika valensbandkanter.

Jämviktsskoncentrationerna n_T och p_T påverkas starkt av närvaron av störatomer (donatorer och acceptorer). Halvledarmaterialet antas innehålla N_D donatoratomer och N_A acceptoratomer per volymenhet.

Vid termisk jämvikt antas rymdladdningstätheten (netto laddning per volymenhet) i ett homogent halvledarmaterial vara likamed noll (dvs materialet är elektriskt neutralt). Härav inses att

$$n_T + N_A^- = p_T + N_D^+ \quad (4)$$

Här är N_A^- antalet joniserade acceptoratomer per volymenhet, medan N_D^+ är antalet joniserade donatoratomer per volymenhet. Vid de temperaturer som är aktuella i denna laboration (ca 300 K) kan med god approximation antas att *alla* störatomer är joniserade, varför ekvationen kan skrivas

$$n_T + N_A = p_T + N_D \quad (5)$$

Av ekv.(2) ses att

$$n_T \cdot p_T = n_0 p_0 \exp(-E_g/k_B T) \quad (6)$$

där $E_g = E_c - E_v$ är halvledarens bandgap. Härav ses att produkten $n_T p_T$ ej beror på dopning, utan endast på temperaturen.

I ett typiskt n-dopat material gäller vid måttliga temperaturer att $n_T \gg p_T$. Man säger att hålen är minoritetsbärare" (dvs i minoritet). Det omvända gäller förstås vid p-dopning.

I ett perfekt rent, icke-dopat (s.k. intrinsiskt) halvledarmaterial gäller enligt ekv.(4) att $n_T = p_T$; man får de temperaturberoende *intrinsiska* laddningsbärarkoncentrationerna $n_T = n_i$ och $p_T = p_i$ ($n_i = p_i$). Således är $n_T \cdot p_T = n_i^2$, och av ekv.(6) ses att

$$n_i^2 = n_0 p_0 \exp(-E_g/k_B T) \quad (7)$$

Den intrinsiska laddningsbärarkoncentrationen påverkas starkt av storleken på bandgapet E_g . Denna i sin tur beror på kristallstrukturen, och därmed på gitterkonstanten, vilken ju ändras med temperaturen T på grund av materialets värmeutvidgning. Således varierar bandgapet i viss mån med temperaturen. För måttliga temperaturvariationer kring 300 K har vi

$$E_g(T) = E_g(300\text{K}) + \alpha \cdot (T - 300) \quad (8)$$

där koefficienten $\alpha = dE_g/dT$ beror på materialet.

Anta att temperaturen är sådan att ekvation (5) gäller. Relationen $n_T \cdot p_T = n_i^2$ insättes i (5) varav fås

$$n_T = \frac{N_D - N_A}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_D - N_A}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (9a)$$

På samma sätt fås

$$p_T = \frac{N_A - N_D}{2} + \sqrt{\left(\frac{N_A - N_D}{2}\right)^2 + n_i^2} \quad (9b)$$

Om man känner den intrinsiska laddningsbärarkoncentrationen n_i ($=p_i$) och dopningsgraden $N_D - N_A$, så kan härigenom n_T och p_T lätt beräknas. Temperaturberoendet hos n_T och p_T finns som synes då helt i n_i .

Det bör nämnas att det är tekniskt svårt att tillverka en perfekt, ren, icke-dopad halvledarkristall. Av ekv.(9) ser vi att en halvledare med den intrinsiska laddningsbärarkoncentrationen ($n_T = p_T = n_i$) kan fås genom avsiktlig dopning sådan att $N_A = N_D$; detta kallas kompensation. En sådan halvledare kan betecknas som intrinsisk i sina ledningsegenskaper, även om närvaron av störatomer påverkar t.ex. mobiliteten.

För beräkning av resistiviteten hos halvledarmaterialet vid olika temperaturer behöver vi också ta hänsyn till temperaturberoendet hos mobiliteterna hos elektroner och hål. Vid ca rumstemperatur torde mobiliteten främst begränsas av växelverkan mellan laddningsbärarna och vibrationer i gittret (fononer; värmerörelse). Följande relationer kan då antas approximativt giltiga:

$$\mu_e(T) = \mu_e(300K) \cdot (T/300)^{-3/2} \quad (10a)$$

$$\mu_h(T) = \mu_h(300K) \cdot (T/300)^{-3/2} \quad (10b)$$

2. Excitation av en puls. Diffusion. Rekombination. Ambipolär mobilitet.

Vi kan skapa ett *lokalt* överskott av elektroner och hål i en halvledare genom att t.ex. belysa en liten del av halvledaren med en kort ljusblixt. Vi skall kalla detta lokala överskott en "puls". Ljusets våglängd måste vara sådan att fotonenergin är minst likamed bandgapet E_g , varvid elektroner exciteras från valensband till ledningsband. Pulsen består av de till ledningsbandet exciterade elektronerna, och de i valensbandet erhållna motsvarande hålen (Fig.1.). Den sålunda skapade pulsen kommer att breda ut sig genom laddningsbärarnas diffusion, samtidigt som den successivt försvinner genom rekombination. Om överskottet av elektroner och hål är litet jämfört med jämviktskoncentrationerna n_T och p_T , medför rekombinationen av hål och elektroner att pulsens storlek avklingar exponentiellt med en tidskonstant τ . I en dopad halvledare är detta minoritetsbärarnas rekombinationstid (medellivstid).

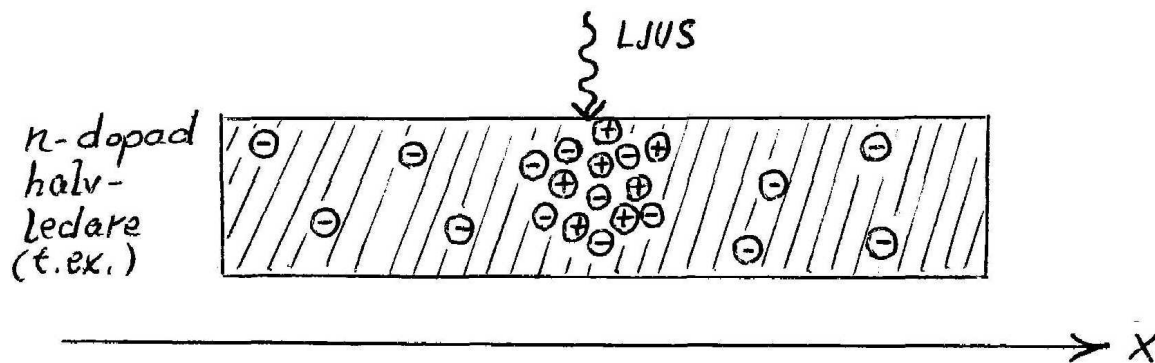


Fig.1. Exciterad puls, schematiskt.

Vad händer om pulsen utsätts för ett elektriskt fält E ?

Eftersom pulsen består dels av en negativ laddning (de av ljusblixten exciterade elektronerna), dels av en lika stor positiv laddning (de vid denna excitation erhållna hålen), vilka dessutom befinner sig i ett "hav" av elektroner och hål (den termiska jämviktskoncentrationen), så blir denna fråga faktiskt ganska komplicerad att besvara.

Vi ger först en kvalitativ beskrivning av resultatet. Under inverkan av det elektriska fältet tenderar pulsen att delas upp i en positiv och en negativ del, som rör sig åt var sitt håll. Detta leder till uppkomsten av rymdladdningar, dvs av områden med en netto laddningstäthet $\neq 0$ (Se Fig.2). Dessa rymdladdningar ger upphov till ett inre, motriktat fält ΔE i pulsen. Det totala fältet inne i pulsen blir tydligen $E - \Delta E$ (Fig.2).

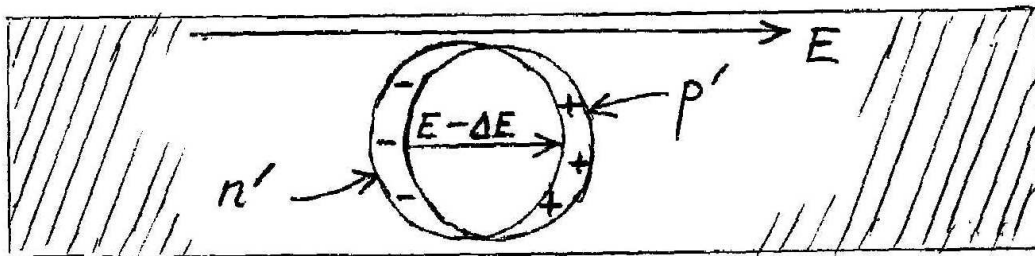


Fig.2. Plus- och minustecken antyder rymdladdning.

I en halvledare där ett "hav" av termiskt exciterade laddningsbärare omger pulsen, kommer emellertid pulsen inte att delas upp. Den rör sig snarare som en "helhet". Men hur fungerar detta, och åt vilket håll rör den sig? Vi betraktar tre fall: n-dopade halvledare, p-dopade, samt intrinsiska ($p_T = n_T$).

Puls i n-dopad halvledare. I detta fall kan vi tänka oss pulsen placerad i ett hav av elektroner (Fig.3a). Hålen i pulsen rör sig i fältets riktning. Elektronerna rör sig givetvis i motsatta riktningen. Under sin färd genom halvledaren kommer skocken av hål att attrahera elektroner från omgivningen, så att det område där hålen befinner sig hela tiden uppvisar en i det närmaste lika stor överskottskoncentration av elektroner. (Man kan tänka sig att elektronerna sugas in i pulsens framkant och släpps ut genom dess bakkant). I detta fall är det alltså hålen som definierar var pulsen är. Pulsen rör sig således i minoritetsbärarnas (hålens) riktning med en hastighet likamed minoritetsbärarnas hastighet i fältet $E - \Delta E$.

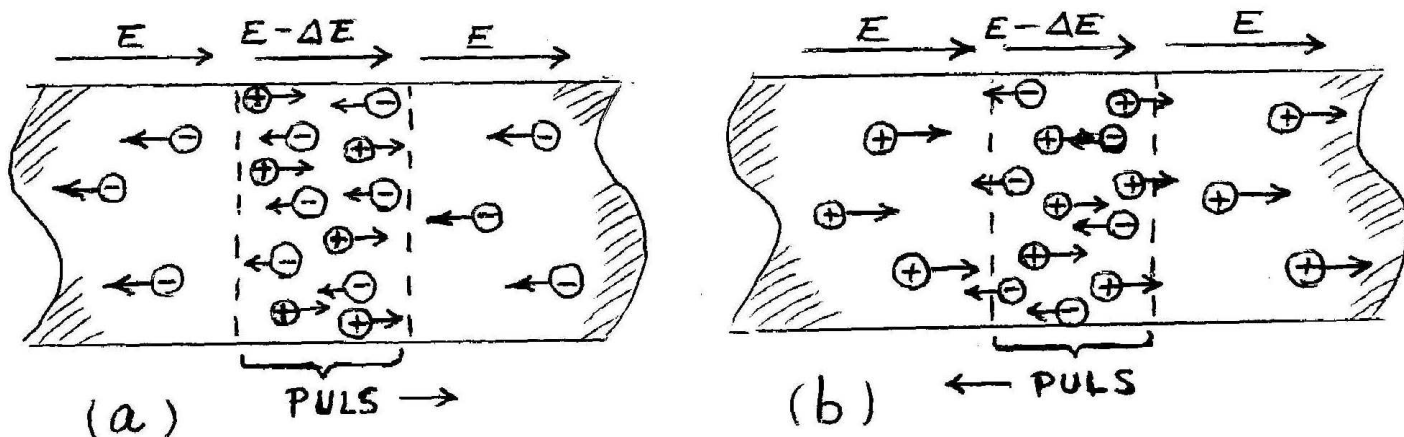


Fig.3. Drift hos puls i a) n-dopad, b) p-dopad halvledare.

Puls i p-dopad halvledare. Här fås omvända förhållanden. Pulsen rör sig i elektronernas riktning. (Fig.3b)

Puls i intrinsisk halvledare. Här kommer pulsen att utgöra en stillastående, lokal ökning av laddningsbärartätheten, ständigt genomströmmad av elektroner och hål i vardera riktningen. Observera att pulsen här, liksom i de två föregående fallen, breder ut sig genom diffusion och successivt minskar genom rekombination.

Analys. Vi skall nu genomföra en kvantitativ analys av hur pulsen rör sig. Vi antar för enkelhets skull att elektron- och hålkonzentrationerna varierar endast längs x -axeln (se Fig.1). Definiera $p = p(x, t)$ som antalet hål per volymsenhet, i valensbandet, i punkten x vid tidpunkten t . På samma sätt definieras $n = n(x, t)$ som antalet elektroner per volymsenhet, i ledningsbandet, vid punkten x och tidpunkten t . Vi inför

$$p'(x, t) = p(x, t) - p_T \quad (11a)$$

$$n'(x, t) = n(x, t) - n_T \quad (11b)$$

där p' och n' är *avvikelsen* hos n och p från de termiska jämviktsskoncentrationerna n_T och p_T vid den aktuella temperaturen T . Notera att n_T och p_T ej beror av x och t (om temperaturen är konstant och halvledaren homogen). Rymdladdningstätheten är likamed $e \cdot (p' - n')$.

Hålens och elektronernas rörelse bestäms av ekvationerna

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = g - r + D_h \frac{\partial^2 p'}{\partial x^2} - p \mu_h \frac{\partial E}{\partial x} - \mu_h E \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (12a)$$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = g - r + D_e \frac{\partial^2 n'}{\partial x^2} + n \mu_e \frac{\partial E}{\partial x} + \mu_e E \frac{\partial n'}{\partial x} \quad (12b)$$

Dessa ekvationer beskriver hur hål- och elektronkonzentrationen som funktioner av position x och tid t ändras som följd av *excitation* g över bandgapet, *rekombination* r , *diffusion* (D_h och D_e är diffusiviteter hos hål och elektroner) samt *drift* i det elektriska fältet E .

För enkelhets skull skall vi i den följande beräkningen bortse från excitation, rekombination och diffusion. (Efter ljusblixten kan den fortsatta excitationen försummas, och rekombinationen är en jämförelsevis långsam process.) Vi förenklar alltså (12a) och (12b) genom att sätta $g = r = D_h = D_e = 0$.

Ekvationerna (12a) och (12b) verkar vid första ögonkastet vara oberoende av varandra; den ena är en ekvation för p' och den andra för n' . De kopplas emellertid till varann genom *Gauss' lag*,

$$\text{div} \mathbf{E} = \frac{e \cdot (p' - n')}{\epsilon}$$

vilken ju ger sambandet mellan det elektriska fältet och rymdladdningstätheten; ϵ är halvledarens dielektriska konstant (permittivitet). I en dimension blir detta

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{e \cdot (p' - n')}{\epsilon} \quad (13)$$

Därigenom uppträder både p' och n' i båda ekvationerna. Den fysikaliska innebörden av (13) är att om $p' - n' \neq 0$, så föreligger en rymdladdningstäthet $e \cdot (p' - n')$, vilken genererar ett elektriskt fält, som i sin tur påverkar hålens och elektronens rörelse och därigenom p' och n' . Insättning av ekv.(13) i (12a) och (12b) ger (med $g = r = D_h = D_e = 0$)

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -\frac{e \mu_h}{\epsilon} \cdot p \cdot (p' - n') - \mu_h E \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (14a)$$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = +\frac{e \mu_e}{\epsilon} \cdot n \cdot (p' - n') + \mu_e E \frac{\partial n'}{\partial x} \quad (14b)$$

Försummandet av generation, rekombination och diffusion innebär att vi antar att pulsen *inte ändrar sin storlek eller form*, utan bara *translateras* under inverkan av fältet E , med konstant hastighet v . Vi kan därför skriva

$$p'(x, t) = p'(x - vt) \quad (15a)$$

$$n'(x, t) = n'(x - vt) \quad (15b)$$

Detta ger

$$\frac{\partial p'}{\partial t} = -v \frac{\partial p'}{\partial x} \quad (16a)$$

$$\frac{\partial n'}{\partial t} = -v \frac{\partial n'}{\partial x} \quad (16b)$$

Insättning av (16a) och (16b) i (14a) och (14b) ger

$$(\mu_h E - v) \frac{\partial p'}{\partial x} = -\frac{e \mu_h}{\epsilon} p \cdot (p' - n') \quad (17a)$$

$$(\mu_e E + v) \frac{\partial n'}{\partial x} = -\frac{e\mu_e}{\epsilon} n \cdot (p' - n') \quad (17a)$$

Vi måste nu begrunda några olika tänkbara situationer. Anta först att de termiska jämviktskoncentrationerna av elektroner och hål är försumbart små (t.ex. om bandgapet är mycket stort, dvs om vi har en isolator, eller om temperaturen är mycket låg). I så fall är $p \approx p'$ och $n \approx n'$. I de fall detta innebär att vi kan försumma höger led i (17a) och (17b), så får vi $v = \mu_h E$ ur (17a), och $v = -\mu_e E$ ur (17b). Vi tolkar detta som att elektroner och hål i så fall rör sig åt var sitt håll i ett elektriskt fält E ; dvs, pulsen delas faktiskt upp i två separata pulser, en negativt laddad och en positivt laddad.

Anta istället att vi har t.ex. en starkt n-dopad halvledare. Massverkans lag säger oss då att p är mycket litet, varför vi kan försumma höger led i ekv.(17a) (men inte i (17b)!). Vi får då ur (17a) att $v = \mu_h E$, vilket vi tolkar som att pulsen av hål (minoritetsbärarna) rör sig med en hastighet v likamed hålens drifhastighet i fältet E . Den rikliga närvaron av elektroner gör att pulsen av hål hela tiden åtföljs av en lika stor förtätning av elektroner, som praktiskt taget helt neutraliserar den av hålpulsen skapade rymdladdningstätheten. Vi har alltså situationen i Fig.2a. Det omvända gäller förstås vid p-dopning, varför pulsen då rör sig åt andra hållet, dvs i elektronernas riktning.

Anta nu mer generellt att vi har en intrinsisk eller kanske ej så starkt dopad halvledare. Vi antar att pulsen är en relativt liten störning av den termiska jämvikten, dvs $n' \ll n$ och/eller $p' \ll p$. Vi kan i allmänhet inte försumma höger led i någon av ekvationerna (17a) och (17b), men vi kan åtminstone förmoda att eventuell rymdladdningstäthet neutraliseras rätt väl, men inte helt. Vi kan därför anta att $p'(x, t) \approx n'(x, t)$. Pulsens utseende illustreras schematiskt - för fallet av n-dopad halvledare - i Fig.4.

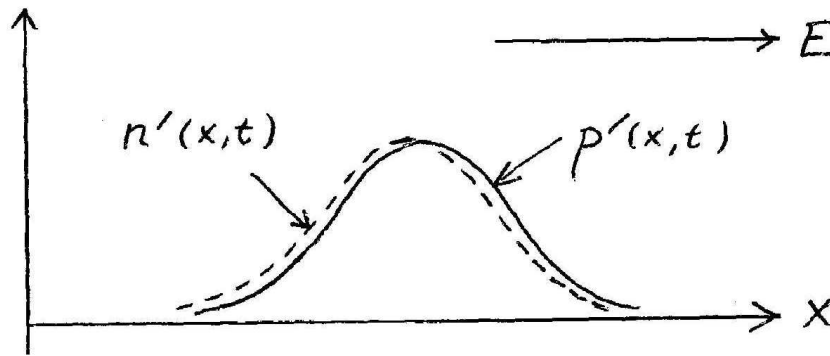


Fig.4. Puls i n-dopad halvledare, vid en given tidpunkt t .

Fig.4 antyder att om $p' \approx n'$ så bör också approximationen

$$\frac{\partial p'}{\partial x} \approx \frac{\partial n'}{\partial x} \quad (18)$$

vara giltig. Om vi nu dividerar (17a) med (17b) och använder (18) får vi

$$\frac{\mu_h E - v}{\mu_e E + v} = \frac{\mu_h p}{\mu_e n} \quad (19)$$

varav fås pulsens hastighet

$$v = \frac{n - p}{n/\mu_h + p/\mu_e} \cdot E \quad (20)$$

Den **ambipolära mobiliteten** definieras som $\mu_{amb} = v/E$, dvs μ_{amb} är **pulsens mobilitet**. Av (20) fås

$$\mu_{amb} = \frac{n - p}{n/\mu_h + p/\mu_e} \quad (21)$$

Eftersom pulsen är en liten störning av den termiska jämvikten, kan vi i (21) ersätta p med p_T och n med n_T . Vi får då följande formel för den ambipolära mobiliteten:

$$\mu_{amb} = \frac{n_T - p_T}{n_T/\mu_h + p_T/\mu_e} \quad (22)$$

Av ekv.(22) ses att den ambipolära mobiliteten är *mindre* än mobiliteterna μ_e och μ_h hos elektroner och hål. Detta stämmer ju också med att elektronerna och hålen inne i pulsen rör sig under inverkan av fältet $E - \Delta E$, som är *svagare* än E . Vi ser vidare att tecknet på μ_{amb} beror på dopningen, dvs pulsen rör sig i minoritetsbärarnas riktning. Om $n_T = p_T$, dvs i en intrinsisk halvledare, fås $\mu_{amb} = 0$. I "väl dopade" halvledare, dvs där man har $n_T \gg p_T$ eller $p_T \gg n_T$, så μ_{amb} mycket nära likamed minoritetsbärarnas mobilitet.

Genom att observera hur en puls i en väl dopad halvledare rör sig i ett elektriskt fält kan man tydligen avgöra dopningstyp (p eller n) och *direkt* mäta minoritetsbärarnas mobilitet, dvs μ_h eller μ_e . (Observera dock att en

del av de halvledare som används i laborationen är endast svagt dopade!) Mätning av mobiliteten hos en puls i en halvledare är känt som *Haynes-Shockleys experiment*.

3. Termoelektrisk effekt

En av de termoelektriska effekterna, den s.k. Seebeck-effekten, skall vi utnyttja praktiskt som ett enkelt, kompletterande sätt att bestämma dopningstyp. Termoelektriska effekter finns både i metaller och halvledare, men är starkare i halvledare.

Om ena änden av en dopad halvledarstav uppvärms (t.ex. något tiotal grader) uppstår en spänning på någon mV över staven. Polariteten hos spänningen sammanhänger med halvledarens dopning på det sätt som visas i Fig.5:



Fig.5. Polaritet hos Seebeck-effekten.

En kvalitativ, förenklad förklaring av denna effekt är följande. Anta t.ex. att staven är p-dopad. Laddningsbärarna utgörs alltså nästan helt av hål ($p \gg n$). De hål som finns i den uppvärmda änden får en något högre termisk hastighet, vilket ökar deras diffusivitet. Detta ger *netto* en svag diffusion av hål mot stavens kalla ände. Ett litet överskott av hål uppstår därigenom i den kalla änden, varav fås en potentialskillnad enligt Fig.5 (p-dopade fallet). Denna potentialskillnad orsakar en drift av hål i den motsatta riktningen, vilken i en stationär situation precis balanserar diffusionen.

Diffusion av laddningsbärare kan alltså orsakas ej endast av en gradient i laddningsbärarkoncentrationen, utan också av en temperaturgradient.

I en n-dopad stav gäller förstas samma resonemang men med omvända tecken; elektroner i stället för hål. I en intrinsisk halvledare bör effekten bli noll, eller i vart fall mycket liten. Man kan därvid få mätproblem. Eventuella felkällor kan i så fall vara kontaktpotentialer (se nedan) och termoelektrisk effekt i själva mätapparaturen.

I sammanhanget kan vi nämna två andra termoelektriska effekter: Thomson-effekten, vilket är den uppvärmnings- eller avkylningseffekt som fås om en elektrisk ström sänds genom en ledare i vilken finns en temperaturgradient, samt Peltier-effekten, som består i en liknande uppvärmnings- eller avkylningseffekt i kontaktytan mellan två olika metaller eller halvledare. Peltier-effekten sammanhänger med uppkomsten av kontaktpotentialer vid dessa kontaktytor.

4. Kontaktpotentialer. Likriktande och ohmiska kontakter.

En detalj som bör beaktas vid mätningarna är att kontakten mellan en metall och en halvledare ofta kan fungera som en likriktare (diod). Detta är inte alltid önskvärt; ofta vill man snarare att kontakten skall fungera som en enkel resistans, s.k. ohmisk kontakt. Exempelvis bör anslutningstrådarna till germaniumstaven ge ohmisk kontakt.

Då en elektrisk (och termisk) kontakt upprättas mellan en halvledare och en metall (eller allmänt mellan två ledande material), så strömmar elektroner över till endera materialet tills dess Fermi-nivån blir densamma i båda materialen. P.g.a. denna omfördelning av laddning uppstår en potentialskillnad mellan materialen, den s.k. kontaktpotentialen. Potentialsprånget sker invid kontaktytan (jmf. pn-övergången). Vad som avgör huruvida kontakten blir likriktande eller ohmisk är dels var Fermi-nivån i metallen är belägen relativt bandkanterna i halvledaren, dels närvaron av speciella elektron- och håltillstånd vid halvledarens yta. För ytterligare beskrivning hänvisar vi av utrymmesskäl till litteraturen, se nedan.

Om kontakten är likriktande gäller (åtminstone som en approximation) en formel analog med det välkända sambandet mellan ström J och spänning V i en pn-övergång:

$$J = J_0 \cdot (\exp eV/k_B T - 1) \quad (22)$$

Här beror J_0 på temperaturen och kontaktytans beskaffenhet. Om kontakten är backspänd ($V < 0$) och $J \ll J_0$ får vi ur (22) att

$$V = (k_B T / e) \ln(J / J_0 + 1) \approx (k_B T / e) \cdot J / J_0 \equiv R_k \cdot J \quad (23)$$

dvs kontakten fungerar som en (temperaturberoende) resistans R_k .

5. Egenskaper hos germanium

I Fig.7 kan man grafiskt avläsa n_i , dvs antal elektroner per volymenhet i ledningsbandet i intrinsiskt germanium, som funktion av temperaturen. Med användning av ekv.(9a) och (9b) kan man från n_i beräkna koncentrationerna n och p för given dopningsgrad vid denna temperatur. Slutligen kan man med ekv.(1) beräkna resistiviteten. I ekv.(1) kan insättas litteraturvärden för mobiliteten hos laddningsbärarna i germanium, korrigerade för temperaturberoende enligt ekv.(10). Litteraturvärden för mobiliteten vid 300 K är

$$\mu_e = 0.38 \text{ m}^2/\text{Vs}$$

$$\mu_h = 0.18 \text{ m}^2/\text{Vs}$$

vilket torde syfta på mobiliteten hos elektroner och hål vid bandkanterna.

Det teoretiskt beräknade n_i i germanium (från ekv.(3), (7) och (8)) överensstämmer mycket väl med experimentella data i Fig.5, om följande ingångsvärden används:

$$m_e/m = 0.12$$

$$m_h/m = 0.32$$

$$A_c = 4$$

$$A_v = 3$$

$$E_g(300\text{K}) = 0.661 \text{ eV}$$

$$\alpha = -0.00037 \text{ eV/K}$$

Samtliga värden är litteraturvärden, utom A_v . Antalet ledningsbandkanter i Brillouinzonen, $A_c = 4$, ses från bandstrukturen hos germanium och dess symmetri (Fig.6). Antalet valensbandkanter, $A_v = 3$ kan motiveras från bandstrukturen om man betänker att fotonenergin är något större än bandgapet. Valet av $A_c = 3$ har emellertid gjorts som en empirisk korrektion för att få god överensstämmelse med data i Fig.7. Man bör erinra sig att den modell som används av bandstrukturen i beräkningen är i flera avseenden starkt förenklad.

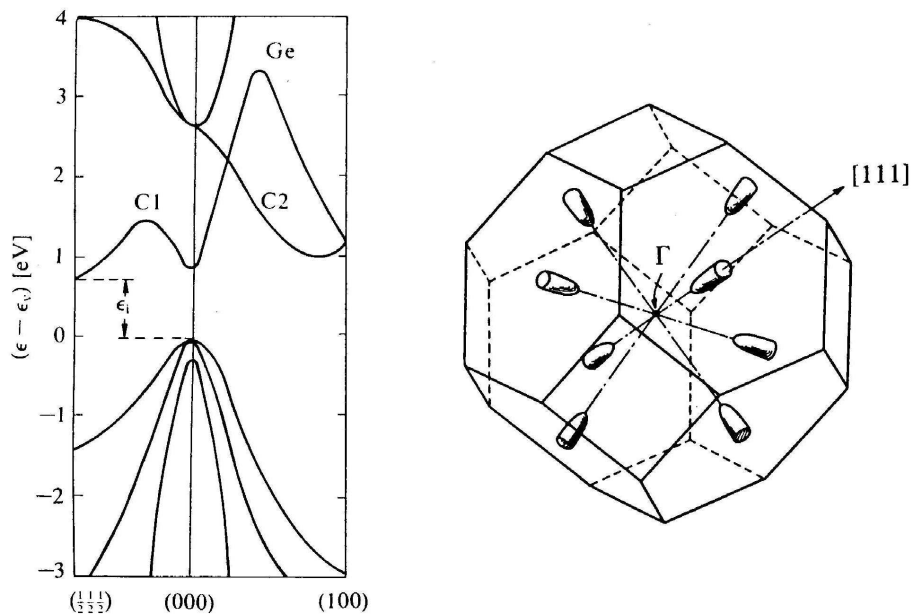


Fig.6. T.v. bandstrukturen hos Ge. T.h. ses konstanta energiytor i Brillouinzonen för Ge, för en energi strax över ledningsbandkanten. Eftersom motsatta punkter på zonens yta är ekvivalenta, ses att de åtta "halva"ellipsoiderna omger 4 st ekvivalenta ledningsbandkanter; dvs, $A_c = 4$.

Rekommenderad litteratur:

J.R.Hook and H.E.Hall, Solid State Physics (Wiley, 1991); om bl.a. laddningsbärarkoncentration och transport av laddningsbärare.

J.S.Blakemore, Solid State Physics (Saunders, 1974); mycket utförlig om de faktorer som inverkar på laddningsbärarkoncentration.

M.N.Rudden and J.Wilson, Elements of Solid State Physics (Wiley, 1993); elementär men tydlig om kontaktpotentialer och uppkomsten av likriktande eller ohmiska kontakter. Likaså kortfattad men tydlig om termoelektriska effekter.

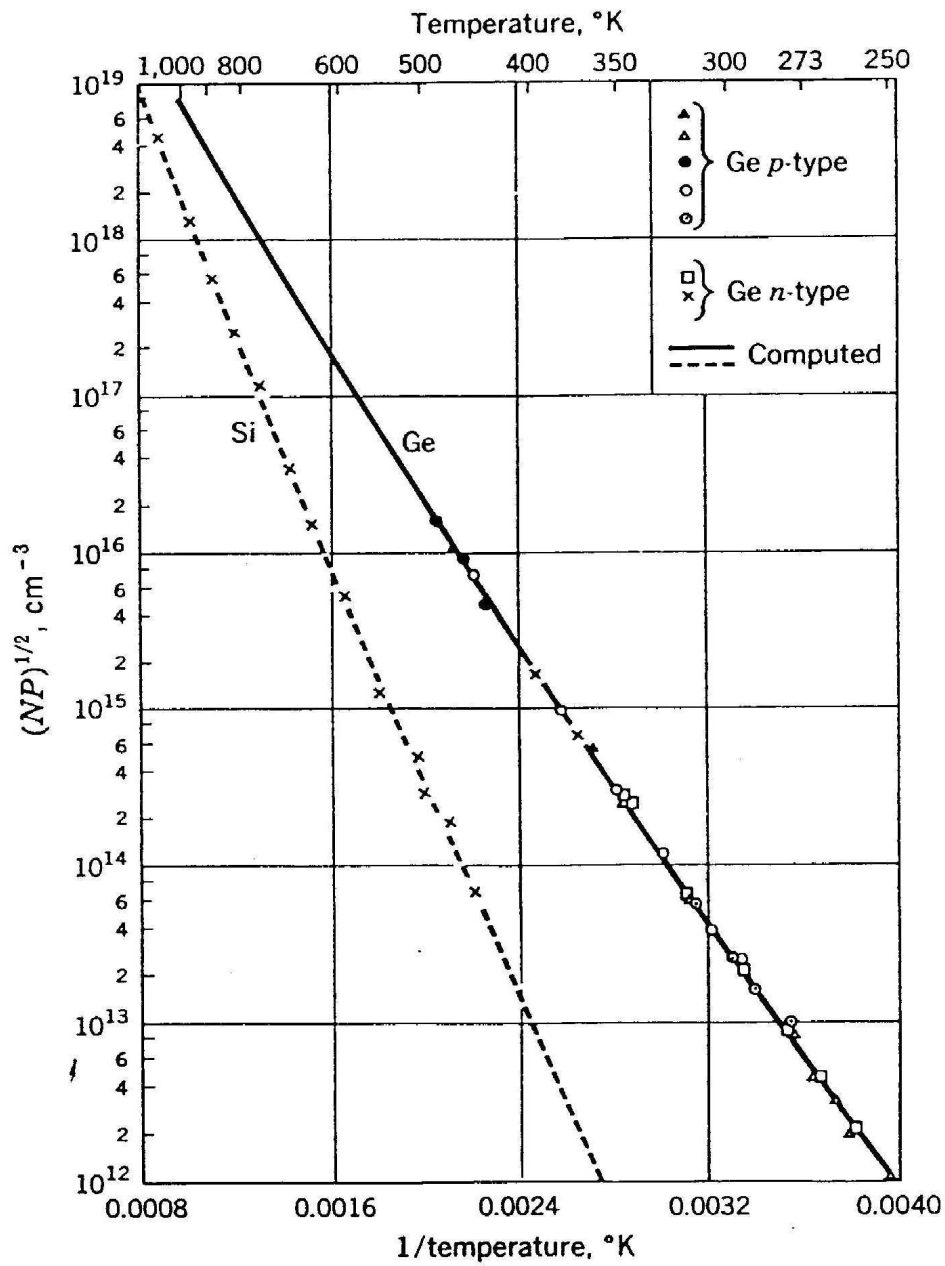


Figure 4.3 Intrinsic carrier densities N_i in silicon and germanium, obtained as best fits to experimental data. Plotted relations correspond to

$$N_i^2(\text{Si}) = 1.5 \times 10^{33} T^3 e^{-1.21e/kT}$$

$$N_i^2(\text{Ge}) = 3.1 \times 10^{32} T^3 e^{-0.785e/kT}$$

[After F. J. Morin and J. P. Maita, *Phys. Rev.*, **94**:1525 and **96**:28 (1954).]

Fig. 7

EXPERIMENT

Utrustning

Detaljer i handhavandet visas av laborationshandledaren. Här följer en kort sammanfattning.

Germaniumstavar med olika dopning (p eller n) och olika dopningsgrad utdelas (en stav per laborationsgrupp). Dopningsgraden, dvs antalet störatomer per volymenhet (egentligen skillnaden $N_D - N_A$, se teorin ovan), ligger någonstans i ett intervall från mycket låg" (så att staven vid rumstemperatur är nästan intrinsisk) till måttligt hög" (mindre än 10^{21} per m^{-3}).

Den centrala delen av apparaturen är en labplatta", där Ge-staven (se beskrivning ovan) monteras på en slädesom - med precision - kan förskjutas med hjälp av en mikrometerskruv. Ge-stavens anslutningstrådar skruvas fast i kontakter på släden.

På labplattan sitter ytterligare en förskjutbar enhet, på vilken är monterad en laserdiod (märke: C86137E InGaAs Pulsed Laser Diode, EG&G Optoelectronics).

Denna laserdiod avger infrarött ljus i korta pulser. Våglängden är $9050 \text{ \AA}$, vilket motsvarar fotonenergin 1.37 eV . Bandgapet i Ge är ca 0.66 eV , vilket innebär att direkt excitation torde dominera och att ledningsband och valensband populeras inte endast i närheten av bandkanterna.

Lasern styrs av elektronik som kan ses monterad under labplattan. Elektroniken skall matas med en likspänning ca $15 - 18 \text{ V}$. En piezoelektrisk kristall genererar klockpulser med hög frekvens. Denna frekvens reduceras av den elektroniska kretsen som får lasern att sända sina ljuspulser med en frekvens på 1 kHz (dvs med 1 ms mellan ljuspulserna). Laserpulsens längd torde vara ca $30 - 100 \text{ ns}$, dvs 10^{-4} ms . Frekvensen reduceras ytterligare och får en ljusdiod (röd) att blinka som tecken på att laserdioden är igång. De två andra (gröna) ljusdiодerna skall lysa stadigt.

Laserdioden belyser Ge-staven med en något divergent stråle. Lämpligt avstånd är mellan $2 - 3 \text{ mm}$ och $0.5 - 2 \text{ cm}$, beroende på avsikt (se senare). Det infraröda ljuset projiceras som en strimma på Ge-staven, vinkelrätt mot stavens längdriktning.

På släden finns även monterad en böjd, metallisk nål, vars uppgift är att fungera som extra anslutning (spetskontakt) till Ge-staven vid mätning av ambipolär mobilitet. En annan metallisk nål (ej monterad på släden) används vid mätning av fältstyrka i staven.

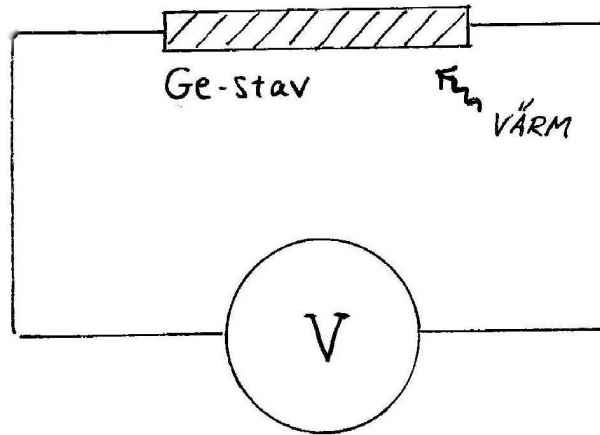
Ytterligare utrustning är följande:

- Ett motstånd på 100Ω som **alltid** skall finnas i serie med Ge-staven för att förhindra alltför stark ström genom staven. Stavens resistans kan nämligen sjunka om staven börjar bli varm (tänk efter varför!), varvid strömmen, om skyddsmotstånd ej finns, ökar kraftigt, varvid staven blir ännu varmare, osv. Resultatet kan bli att anslutningstrådarnas lödningar smälter av.
- En spänningskälla för att lägga spänning över staven. Typiska värden är några få volt, aldrig mer än 10 volt .
- En multimeter med termoprob för att enkelt mäta stavens temperatur. Hit hör också en pasta för att få termisk kontakt. Pastan används MYCKET sparsamt! Det räcker med ett "knappnålshuvud".
- Oscilloskop
- 2 Voltmetrar och 1 amperemeter
- Potentiometer
- Kopplingsplint

Mätningar genomförs enligt nedanstående moment 1 - 4.

1. Bestämning av dopningstyp

Använd den termoelektriska effekten (Seebeck-effekten) för att bestämma dopningstyp (n eller p) hos staven. Notera uppmätt potentialskillnad och gör en grov uppskattning av temperaturskillnaden.



2. Mätning av fältstyrka och resistivitet

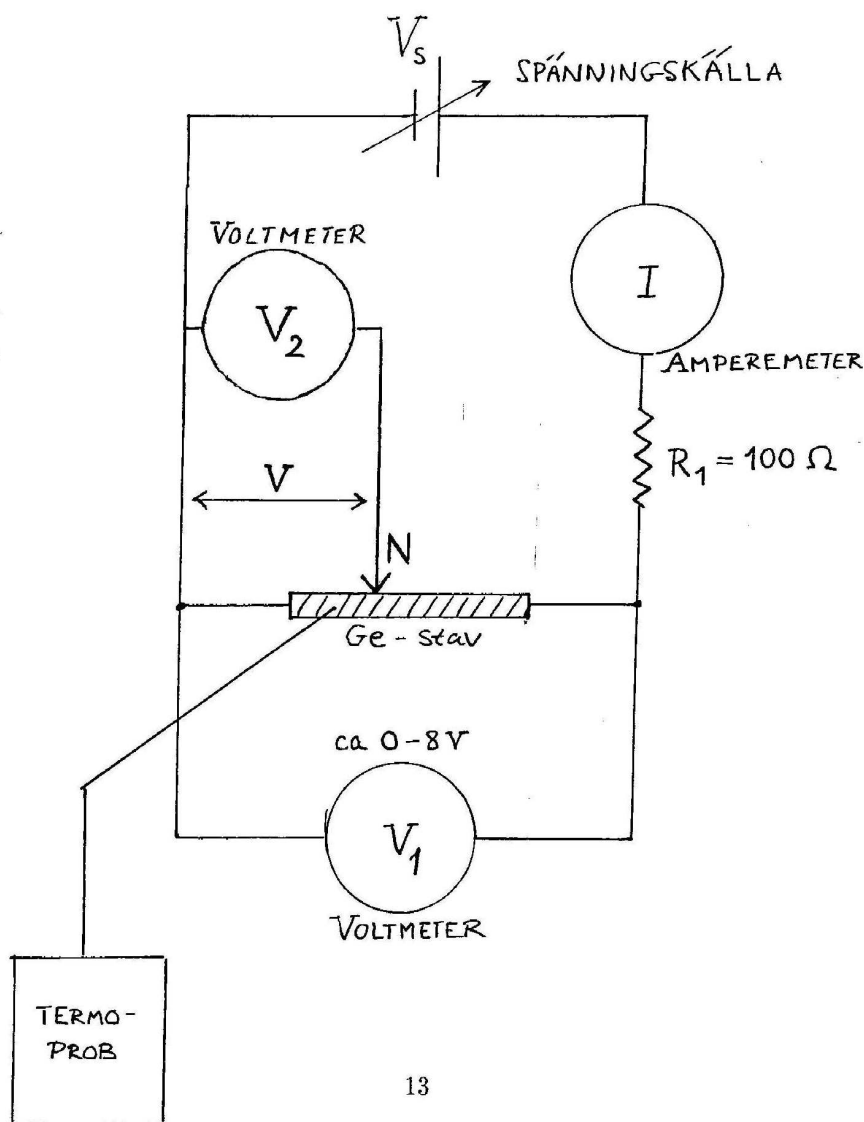
Uppställningen ses i nedanstående figur. Voltmetern V_1 mäter spänningen över staven och dess anslutningar. Ett *approximativt* värde på fältstyrkan E i staven är $E = V_1/d$ där d är stavens längd. Emellertid utgör spänningsfallet i anslutningarna en tänkbar felkälla. För ett noggrannare värde på E används voltmetern V_2 för att mäta spänningen V mellan den ena anslutningen och den punkt på halvledarytan där spetskontakten N är placerad. Genom att flytta spetskontakten stegvis längs staven (5 - 10 mätpunkter) fås det elektriska fältet E enligt

$$E = -\frac{dV}{dx}$$

Denna mätprocedur genomförs för 4 - 5 värden på V_1 . Härigenom fås en noggrannare relation $E = E(V_1)$, vilken kan användas också i den senare mätningen av mobilitet. Samtidigt mäts strömmen I och temperaturen. Stavens resistivitet ρ fås ur

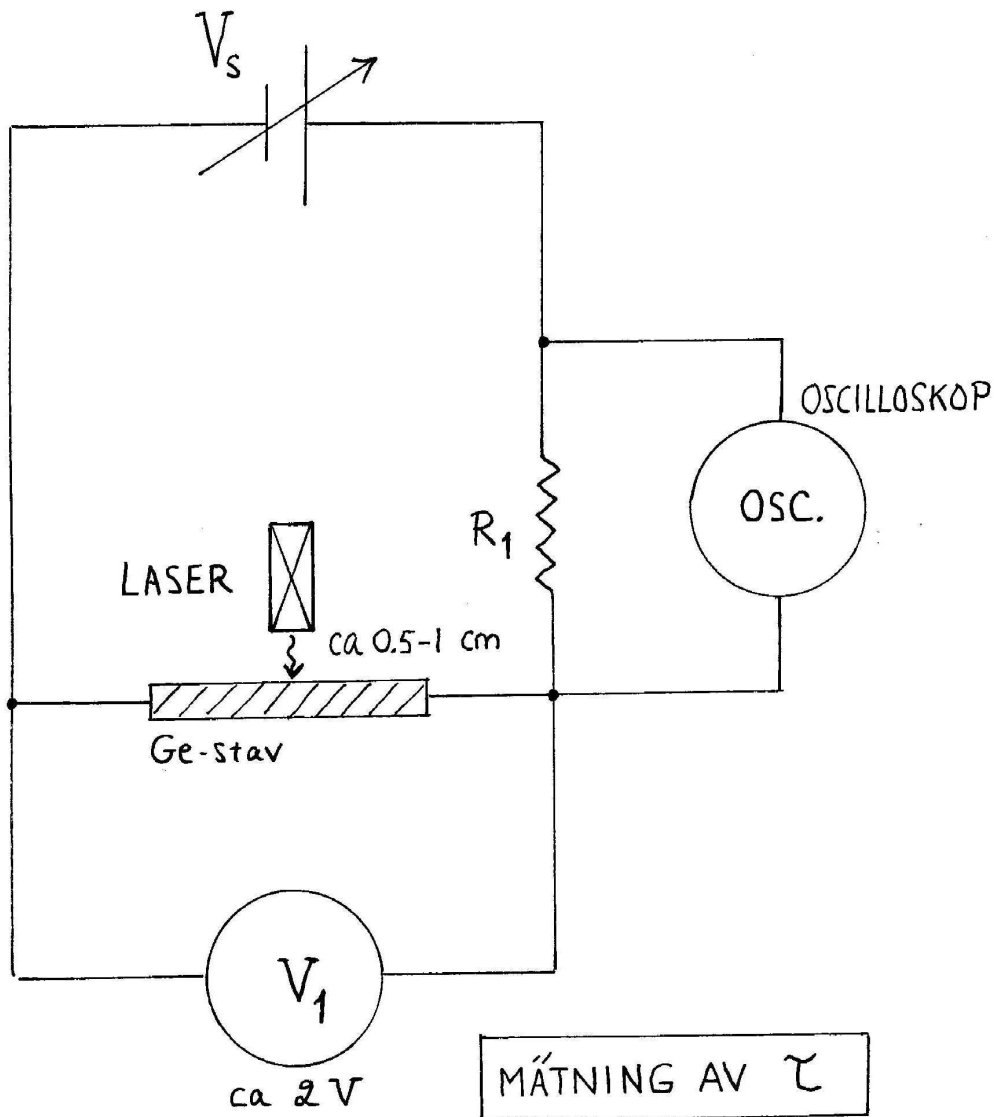
$$\rho = \frac{E \cdot A}{I}$$

där A är stavens tvärsnittsytta. Kontrollera stabiliteten och reproducibiliteten hos mätvärdena. Diskutera i vad mån likriktande kontakter mellan metall och halvledare kan tänkas påverka mätningen.



3. Mätning av rekombinationstid

Uppställning enligt nedanstående figur. Lasern kan gärna placeras ca 1 cm från Ge-staven - prova. Effekten av en exciterad puls kan ses som att resistansen hos staven temporärt minskar med ett belopp som är proportionellt mot pulsens storlek - dvs antalet laddningsbärare i pulsen. Detta antal avtar genom rekombination. Förloppet kan iakttas genom att med oscilloskopet mäta spänningen över motståndet R_1 som funktion av tiden. Studera t.ex. med lämplig grafisk plottning huruvida förloppet verkligen är exponentiellt och uppskatta rekombinationstiden τ .

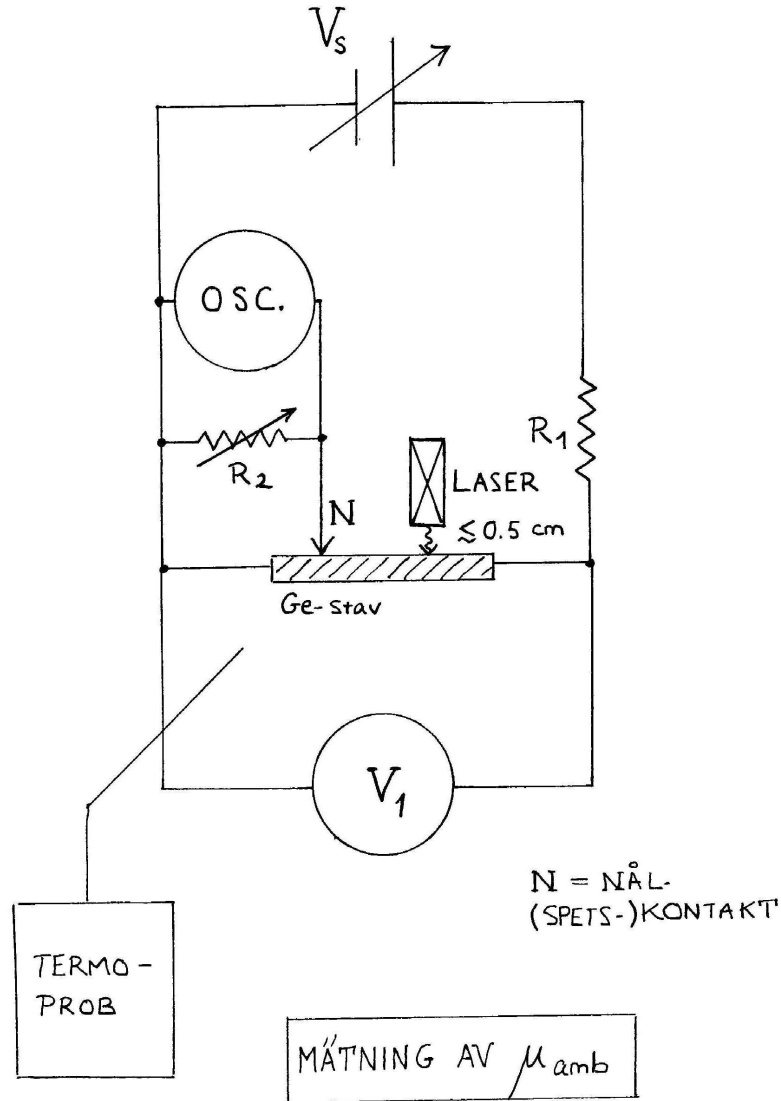


4. Mätning av ambipolär mobilitet

Uppställning enligt nedanstående figur, men betänk dopningstyp. Vilken dopningstyp torde staven i figuren ha?

Pulsen i staven genereras av en infraröd blyxt från lasern, och driver sedan i det elektriska fält som lagts över staven. Amplitud och bredd hos pulsen minskar respektive ökar med tiden p.g.a. rekombination och diffusion. Kvantitativt koncentrerar vi oss dock på pulsens hastighet v . Pulsens passage registreras av spetskontakten N och kan ses i oscilloskopet. Ur stabilitetssynpunkt är det ju lämpligt att spänningen över staven är ganska låg; å andra sidan fås en mer väldefinierad och stark puls vid korta tidsförlopp, dvs högre hastighet. Absoluta distanser är svåra att mäta med någon precision; istället bör man mäta den tidskillnad som fås med staven i ett antal (5 - 10) olika positioner. Den ambipolära mobiliteten fås som $\mu_{amb} = v/E$ där E är fältstyrkan i staven. Fältstyrkan E fås med hjälp av det tidigare uppmätta sambandet $E = E(V_1)$ ur V_1 .

Det kan vara lämpligt att mäta mobiliteten vid 2 - 3 olika spänningar över staven. Observera dock att temperaturen kan ändras. Vissa data finns ju från tidigare mätningar, men det kan vara lämpligt att kontrollera temperaturen igen. Stämmer pulsens rörelseriktning med den dopningstyp som erhöles med Seebeck-effekten?



Redogörelse

Redogörelsen för laborationen skall innehålla en klar och överskådlig redogörelse av mätningar och mätdata (med uppskattade osäkerheter), samt en redogörelse för den analys som gjorts med dessa mätdata som grund. Följande analys efterfrågas:

- 1) Dopningstyp bestämd med Seebeck-effekten. Ange polaritet och ungefärlig storlek hos den erhållna spänningen, samt en grov uppskattning av temperaturskillnaden.
- 2) Från mätdata erhållen resistivitet vid uppmätta temperaturer. Härur beräknas koncentrationer n och p (använd t.ex. ekv.(1) och $n \cdot p = n_i^2$). Uppskatta halvledarens dopningsgrad med hjälp av dessa värden.
- 3) Analys av mätdata från rekombinationsmätningen samt uppskattad rekombinationstid τ .
- 4) Beräkning av den ambipolära mobiliteten från mätdata erhållna i Haynes-Shockley-experimentet.
- 5) Jämförelse med den ambipolära mobiliteten beräknad enligt ekv.(11). Tänkbara orsaker till en eventuell signifikant skillnad diskuteras.