

**MASTER**

**Elektrische geleidingsmetingen aan gesepareerde semikristallijne siliciumlagen**

Raemaekers, E.L.M.

*Award date:*  
1979

[Link to publication](#)

**Disclaimer**

This document contains a student thesis (bachelor's or master's), as authored by a student at Eindhoven University of Technology. Student theses are made available in the TU/e repository upon obtaining the required degree. The grade received is not published on the document as presented in the repository. The required complexity or quality of research of student theses may vary by program, and the required minimum study period may vary in duration.

**General rights**

Copyright and moral rights for the publications made accessible in the public portal are retained by the authors and/or other copyright owners and it is a condition of accessing publications that users recognise and abide by the legal requirements associated with these rights.

- Users may download and print one copy of any publication from the public portal for the purpose of private study or research.
- You may not further distribute the material or use it for any profit-making activity or commercial gain

ELEKTRISCHE GELEIDINGSMETINGEN AAN  
GESEPARIEERDE SEMIKRISTALLIJNE  
SILICIUMLAGEN

Eugène L.M. Raemaekers

verslag van het afstudeerwerk  
verricht in de Vakgroep Vaste Stof

afstudeercoach:

Ir. R.J.C. van Zolingen

afstudeerhoogleraar:

Prof. dr. F. van der Maesen

Eindhoven, maart 1978.

## SAMENVATTING

Semikristallijne lagen, die een kolomstructuur in de groeirichting hebben, zijn in principe geschikt voor toepassing in zonnecellen. Het is van belang om de elektrische eigenschappen in de richting van de kolommen te kennen omdat in deze richting de fotostroom loopt. Daar de eigenschappen in deze richting bijzonder moeilijk te bepalen zijn, is gestart met de bepaling van de soortelijke weerstand en de beweeglijkheid loodrecht op deze kolommen. Deze geven samen de gemiddelde ladingsdragersconcentratie in de laag. Met behulp van een Van der Pauw- en een Hall-effekt-meting, waarvoor het noodzakelijk is om de geleidende onderlaag en het substraat te verwijderen, zijn deze soortelijke weerstand en deze beweeglijkheid bepaald.

Deze zijn voor een laag, gemaakt op een pyrex substraat, respectievelijk  $350 \Omega\text{cm}$  en  $0,6 \text{cm}^2/\text{Vs}$ , en geven samen een gemiddelde ladingsdragersconcentratie van  $3 \cdot 10^{16} \text{cm}^{-3}$ . De lage beweeglijkheid kan worden verklaard met het model van Seto, dat op de kolomgrenzen geladen traps veronderstelt.

De elektrische eigenschappen van de semikristallijne lagen zullen waarschijnlijk verbeterd worden indien men een temperatuurbehandeling toepast omdat daardoor de elektrische activiteit van de dotering verhoogd wordt en de vergroeiing van de kolommen beter wordt. Met de contractieweerstandsmethode is het in principe mogelijk om de soortelijke weerstand in de richting van de kolommen te bepalen, indien de soortelijke weerstand en de beweeglijkheid loodrecht op de kolommen bekend zijn. Het blijkt, dat deze methode alleen bruikbaar zal zijn, indien tussen de hiervoor gebruikte punt en de halfgeleider geen grote spanningen worden aangelegd, daar anders injectie optreedt.

Deze methode heeft het voordeel, dat het substraat niet hoeft te worden verwijderd en dat profielmetingen kunnen worden uitgevoerd.

1. INLEIDING	1
2. ELEKTRISCHE TRANSPORTCOEFFICIENTEN	4
2.1 Meetmethodieken	4
2.1.1 Bepaling van de soortelijke weerstand volgens Van der Pauw	4
2.1.2 Hall-meting	5
2.1.3 Methode van Schnabel	8
2.1.4 Contractieweerstandsmethode	10
2.1.4.1 Inleiding	10
2.1.4.2 Contractieweerstand voor een dunne laag op een geleidend substraat	11
2.1.4.3 Toepassing van de contractie- weerstandsmeting op een anisotroop medium	12
2.1.4.4 Uitvoering van de meting op semikristallijne Si-lagen	13
2.2 Onderlinge relaties	15
2.3 Modellen voor de elektrische geleiding in polykristallijne materialen	18
2.3.1 Model van Anderson	18
2.3.2 Model van Volger	19
2.3.3 Model van Kamins	19
2.3.4 Model van Seto	20
2.4 Magneto-weerstandseffekten	23
2.4.1 Het fysische magneto-weerstandseffekt	23
2.4.2 Geometrische magnetische weerstands- veranderingen	26
3. MEETOPSTELLINGEN	29
3.1 De opstelling voor de Van der Pauw- en de Hall-effektmetingen	29
3.2 De opstelling voor de bepaling van de contractieweerstand en de ijking	30
3.2.1 Meettechnische en mechanische aspecten	30
3.2.2 IJking	31

4. PREPARATEN	
4.1 De semikristallijne laag	33
4.1.1 Beschrijving van een semikristallijne laag	33
4.1.2 Verwijdering van substraat en geleidende laag	34
4.1.2.1 Het verwijderen van het roestvrij stalen (RVS) substraat	34
4.1.2.2 Het verwijderen van pyrex	36
4.1.2.3 Verwijdering Aluminiumrijke laag	37
4.2 Preparaten voor Van der Pauw- en Hall-metingen	37
4.2.1 Kontakttechnologie	37
4.2.2 Preparaatmontage	39
4.3 Preparaten voor contractieweerstandsmetingen	39
4.3.1 Polijsten	40
4.3.2 Slijpen	40
5. EXPERIMENTELE RESULTATEN	41
6. DISCUSSIE EN CONCLUSIES	46
6.1 Het kromtrekken van semikristallijne Siliciumlagen	46
6.2 De kontakten op semikristallijn Silicium	47
6.3 Soortelijke weerstands- en Hall-metingen	47
6.4 Contractieweerstandsmetingen	53
LITERATUUR	57
BIJLAGE 1	58

## 1. INLEIDING

Het afstudeerwerk is verricht binnen het kader van het zonnecelproject van de groep Fysische Materiaalkunde. Doel van dit project is een goedkoop procédé te ontwikkelen voor de fabricage van fotovoltaïsche zonnecellen.

Het bezwaar van de huidige monokristallijne Silicium P-N zonnecellen is, dat ze te duur zijn voor aardse toepassingen op grote schaal. Dit komt door de hoge prijs van het monokristallijne Silicium. Men doet dit Silicium groeien in de vorm van staven. Van deze staven worden zelfdragende plakken met een dikte van  $300 \mu\text{m}$  gezaagd. Het zaagverlies is hierbij ongeveer 50%. De plakken worden met een diffusieproces P-type gedoteerd en vervolgens wordt de bovenlaag ( $0,3 \mu\text{m}$ ) omgedoteerd tot N-type materiaal.

Zonnecellen zouden goedkoper kunnen zijn indien afgestapt werd van mono-Si en overgegaan wordt op een goedkope drager die voorzien wordt van een semikristallijne laag Silicium. De aanduiding semikristallijn gebruikt Fischer (1) voor lagen Silicium die opgebouwd zijn uit lange, kolomachtige kristallieten. In feite is een semikristallijne laag die in de richting van de kolommen gezien wordt monokristallijn, in tegenstelling met polykristallijn materiaal, dat uit kleine kristalletjes bestaat die alle een willekeurige oriëntatie hebben.

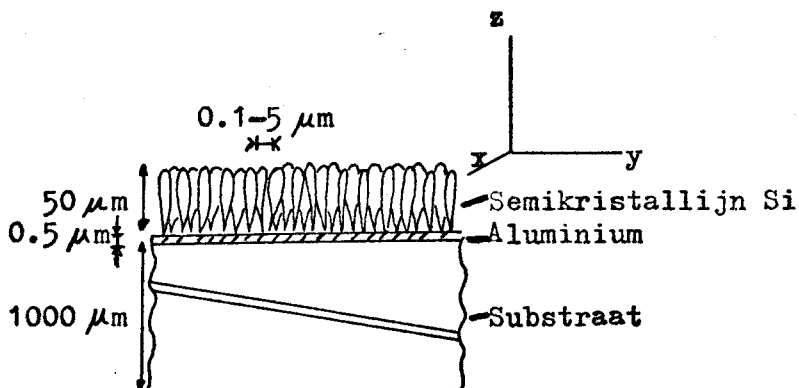
Indien men op lagen met een semikristallijne structuur een P-N-overgang aanbrengt, kan er langs de korrelgrenzen diffusie optreden, waardoor de P-N-overgang verstoord wordt. Veel geschikter lijkt de MIS-(Metal-Insulator-Semiconductor)overgang die bij lagere temperaturen opgebouwd kan worden.

Als een Siliciumlaag  $50 \mu\text{m}$  dik is zal 90% van het invallend zonlicht geabsorbeerd worden, terwijl dit bij een dikte van  $400 \mu\text{m}$  slechts 6% hoger is, nl. 96%. (1)

Een economisch gunstige dikte zal voor de semikristallijn Si-laag tussen de  $50$  en  $100 \mu\text{m}$  liggen.

De semikristallijne Si-lagen worden gemaakt met behulp van een elektronenstraal-verdampingsproces. Op een substraat (zie figuur 1.1) wordt eerst een dunne laag Aluminium opgedampt op een drager.

Deze laag zorgt ervoor dat er bij 500 tot 600° C een kiemvormingsproces kan plaatsvinden. Op de Aluminiumlaag wordt met een hoge snelheid (20 - 40  $\mu\text{m}/\text{minuut}$ ) de semikristallijne Si-laag opgedampt. De hoge opdampsnelheid wordt bereikt door een kroes die Silicium bevat met een elektronenbundel sterk te verhitten zodat het Silicium



uit de kroes verdampt en op het substraat kondenseert. Door de condensatiewarmte en de vrijkomende kristallisatiewarmte ontstaat een hoge oppervlaktetemperatuur, die nodig is om het Silicium op de kiemen te doen aangroeien.

fig. 1.1: drager met semikristallijne laag.

Op grond van de kolomstructuur is te verwachten dat de geleidings-eigenschappen een anisotroop karakter zullen dragen. Immers, stroom in de z-richting passeert géén kolomgrenzen en stroom in het (x-y)-vlak wel, zie figuur 1.1.

Indien de laag in een zonnecel gebruikt wordt zijn vooral de eigenschappen in de z-richting van belang omdat in die richting de fotostroom vloeit. Nu is het meten van eigenschappen in de z-richting zeer moeilijk in verband met de zeer geringe afmetingen van de kolommen: bij een lengte van 50  $\mu\text{m}$  is de doorsnede 0,1 tot 5  $\mu\text{m}$ . Daarnaast moeten we rekening houden met de aanwezigheid van het substraat met een geleidende Aluminiumlaag. Deze laag zal er ook voor zorgen, dat de dotering een functie zal zijn van de hoogte in de laag.

In dit verslag wordt een meetmethode behandeld die dient om de soortelijke weerstand en de beweeglijkheid in de richting loodrecht op de kolommen te bepalen. Deze geven samen de gemiddelde ladingsdragersconcentratie van de laag. Tezamen met een tweede meetmethode is het in principe mogelijk informatie te krijgen over de geleidingseigenschappen in de richting van de kolommen.



## 2. ELEKTRISCHE TRANSPORTCOEFFICIENTEN

Na een samenvatting van een aantal meetmethoden gegeven te hebben, behandelen we de relaties tussen de elektrische grootheden voor de semikristallijne laag en wordt er een keuze gedaan uit de meetmethoden. Daarna volgt een aantal modellen uit de literatuur die de geleidings-eigenschappen van polykristallijne materialen beschrijven en besloten wordt met een paragraaf over magnetische weerstandsveranderingen.

### 2.1 Meetmethodieken

#### 2.1.1 Bepaling van de soortelijke weerstand volgens Van der Pauw

Van der Pauw (2) heeft een methode ontwikkeld om van een preparaat dat een willekeurige omtrek en een konstante dikte  $d$  heeft, de soortelijke weerstand te bepalen.

We voorzien daartoe een preparaat van vier kleine kontakten op de rand en bepalen met behulp van de configuraties A en B van fig. 2.1 de vierpuntsweerstand  $R_{12,34}$  en  $R_{23,41}$ . In configuratie A gaat de stroom van 1 naar 2 en wordt de spanning tussen 4 en 3 gemeten. De vierpuntsweerstand  $R_{12,34}$  definiëren we als  $R_{12,34} = \frac{V_4 - V_3}{I_{12}}$ .

Analoog definiëren we voor configuratie B:  $R_{23,41} = \frac{V_1 - V_4}{I_{23}}$ .

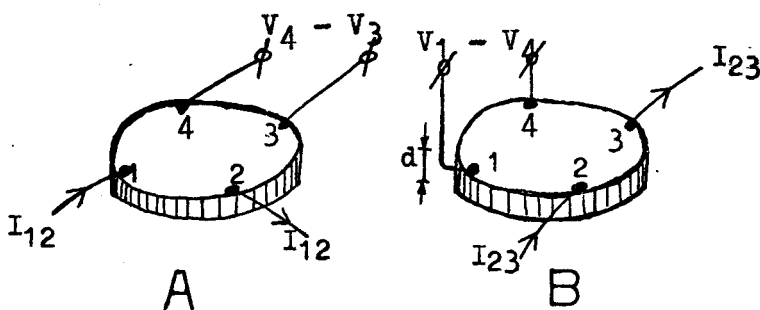


Fig. 2.1:  
De A en de B  
configuratie voor  
de Van der Pauw-meting.

Indien het preparaat homogeen van dikte is, geen geïsoleerde gaten bevat, de kontakten zich op de rand bevinden en deze voldoende klein zijn ten opzichte van het oppervlak van het preparaat, dan geldt volgens Van der Pauw voor de soortelijke weerstand

$$\rho = \frac{\pi d}{2 \ln 2} \cdot (R_{12,34} + R_{23,41}) \cdot f \quad 2.1$$

Hierin is  $f$  een funktie, die alleen afhangt van  $R_{12,34}/R_{23,41}$ ; deze relatie is weergegeven in fig. 2.2.

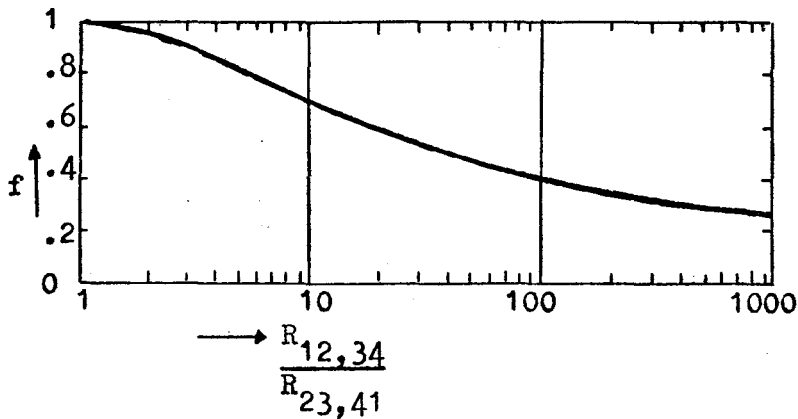


fig. 2.2:  
Het verloop van  $f$  uit  
formule 2.1 als funktie  
van  $\frac{R_{12,34}}{R_{23,41}}$

Voor de kontakttechnologie verwijzen we naar Par. 4.2.1.

In het geval van opgedamppte semikristallijne Siliciumlagen dienen het substraat en de geleidende onderlaag verwijderd te worden, alvorens deze meetmethode toe te passen.

### 2.1.2 Hall-meting

Als we voor hetzelfde preparaat dat we gebruikten voor het bepalen van de soortelijke weerstand een nieuwe kontaktconfiguratie kiezen (zie fig. 2.3), kunnen we de Hall-beweeglijkheid bepalen.

Van der Pauw (2) leidde af, dat voor de Hall-beweeglijkheid  $\mu_H$  geldt, mits  $\rho$  onafhankelijk is van het magnetisch veld:

$$\mu_H = \frac{d}{B\rho} \cdot \Delta R_{13,24} \quad 2.2$$

Hierin is  $B$  : het aangelegde magnetisch veld, loodrecht op het preparaat, Vs/cm<sup>2</sup>

$d$  : dikte van het preparaat, cm

$\rho$  : de soortelijke weerstand van het preparaat,  $\Omega$ cm

$\Delta R_{13,24}$  : de verandering van de vierpuntsweerstand  $R_{13,24}$  als het magnetisch veld wordt aangezet,  $\Omega$

$\mu_H$  : de Hall-beweeglijkheid, cm<sup>2</sup>/Vsec.

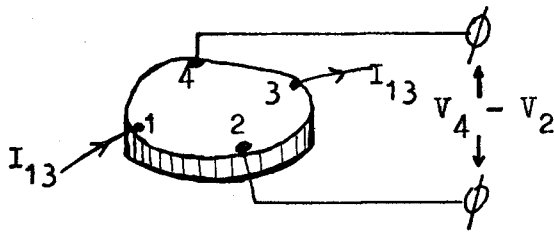


fig. 2.3:

Hall-configuratie, met

$$R_{13,24} = \frac{V_4 - V_2}{I_{13}}$$

Indien de soortelijke weerstand  $\rho$  afhangt van het magnetisch veld  $B$  zal  $V_{24}$  niet alleen veranderen door het Hall-effekt, maar ook door de verandering van  $\rho$ . Dit wordt weergegeven door het beïnvloedings-schema van fig. 2.4. We kunnen nu voor  $V_{24}$  schrijven:

$$V_{24} = \rho(B) \times I_{13}(\rho(B)) \times G + V_H \quad 2.3$$

In deze formule is  $V_H$  de verandering van  $V_{24}$  tengevolge van het optredende Hall-effekt indien  $\rho$  konstant is.

Uit 2.2 volgt:

$$V_H = \frac{\rho \cdot \mu_H \cdot B \cdot I}{d}$$

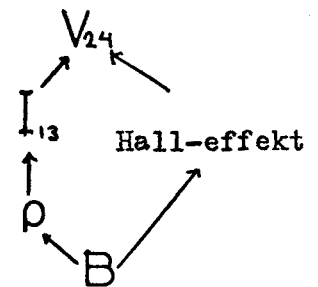


fig. 2.4: Beïnvloedings-schema bij Hall-meting aan medium met  $\rho = \rho(B)$ .

$G$  is een geometriefactor, te bepalen uit het verloop van  $V_{24}$  als functie van  $I_{13}$  voor  $B = 0$ .

Formule 2.3 kunnen we rond  $B = 0$  gaan ontwikkelen voor een kleine verandering van  $B = 0$  naar  $B = B_1$ , mits er geen ruimtelading aanwezig is.

$$2.4 \quad V_{24} = \rho(0) \cdot I_{13}(0) \cdot G + \rho(0) \cdot G \cdot \frac{\delta I_{13}}{\delta \rho} \cdot \frac{\delta \rho}{\delta B} \cdot \Delta B + \frac{\rho(0) \cdot \mu_H \cdot I_{13}(0) \Delta B}{d}$$

We kunnen nu twee gevallen onderscheiden:

1. Het uitvoeren van de Hall-meting met spanningssturing. In dit geval wordt  $V_{13}$  konstant gehouden.

2. Het uitvoeren van de Hall-meting met stroomsturing. In dit geval wordt  $I_{13}$  konstant gehouden.

Voor beide gevallen wordt afgeleid hoe uit de spanningsverandering  $\Delta V_{24}$  ten gevolge van het aanleggen van het magnetisch veld de Hall-beweeglijkheid  $\mu_H$  berekend kan worden.

ad 1. Als  $V_{13}$  konstant is dan geldt  $I_{13} = \frac{V_{13}}{\rho G^1}$  waarin  $G^1$  weer een geometriefaktor is.

$$\text{Hieruit volgt, dat } \left( \frac{\delta I}{\delta \rho} \right)_{B=0} = \frac{-V_{13}}{G^1 \rho^2} = \frac{-I_{13}(0)}{\rho(0)} \quad 2.5$$

Ingevuld in 2.4 verkrijgen we

$$\mu_H = \frac{d}{\rho(0) \cdot \Delta B} \cdot \frac{\Delta V_{24}}{I_{13}(0)} + \frac{Gd}{\rho(0)} \cdot \frac{\delta \rho}{\delta B} \quad 2.6$$

Hierin is  $\Delta V_{24} = V_{24}(B_1) - V_{24}(0)$

Het optreden van de term  $\frac{Gd}{\rho(0)} \cdot \frac{\delta \rho}{\delta B}$  in 2.6 is het gevolg van het feit, dat  $\rho$  een functie is van het magnetisch veld en kan gezien worden als een uitbreiding van formule 2.2.

Willen we met behulp van 2.6 toch de Hall-beweeglijkheid bepalen, dan moet  $\frac{\delta \rho}{\delta B}$  bekend zijn.

ad 2. Als de preparaatstroom  $I_{13}$  konstant gehouden wordt door gebruik te maken van een stroombron, dan vervalt in het beïnvloedings-schema van fig. 2.3 de weg van B via  $\rho$  en  $I_{13}$  naar  $V_{24}$ . Dit betekent, dat  $\frac{\delta I}{\delta \rho}$  in formule 2.4 gelijk 0 is, zodat voor de Hall-beweeglijkheid  $\mu_H$  weer geldt:

$$\mu_H = \frac{d}{B\rho} \cdot \frac{\Delta V_{24}}{I_{13}} = \frac{d}{B\rho} \cdot \Delta^{R_{13,24}}$$

Omdat we in dit geval voor de bepaling van  $\mu_H$  de grootheid  $\frac{\delta \rho}{\delta B}$  niet behoeven te kennen, is voor semikristallijne Siliciumlagen het principe van stroomsturing toegepast.

Het zal blijken, dat er hoge eisen aan de stabiliteit van de stroom door het preparaat gesteld moeten worden.

### 2.1.3 Methode van Schnabel

Met deze methode wordt van anisotrope materialen de verhouding van de soortelijke weerstanden  $\rho_1$  en  $\rho_3$  bepaald (3). Daarbij maakt men gebruik van de kontaktconfiguratie van figuur 2.5.

Er moeten twee vierpuntsweerstanden bepaald worden, te weten:

$$R_1 = \frac{V_{BD}}{I_{AC}} \quad \text{en} \quad R_2 = \frac{V_{CD}}{I_{AB}}$$

In fig. 2.5 is  $w$  de dikte van de laag en  $s$  de afstand tussen de kontakten. Deze twee grootheden bepalen de dimensieloze grootheid  $\alpha_0$  volgens:  $\alpha_0 = \frac{w}{s}$

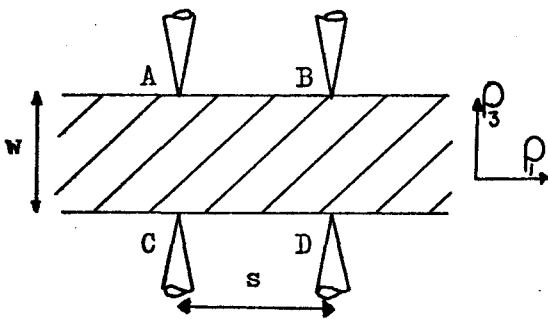


fig. 2.5:  
Kontaktgeometrie voor de methode van Schnabel.

Indien de weerstandstensor van een anisotroop medium diagonaal is met elementen  $\rho_1, \rho_2 = \rho_1, \rho_3$ , kan men het medium afbeelden op een isotroop medium met een soortgelijke weerstand  $\rho$  waarvoor geldt:  $\rho^3 = \rho_1 \rho_2 \rho_3$ . De afmetingen in het anisotrope medium transformeren volgens:  $\chi'_i = \left(\frac{\rho_i}{\rho}\right)^{\frac{1}{2}} \chi_i$ , waarbij de grootheid met het accent de isotrope grootheid is.

Een eigenschap van deze transformatie is, dat de spanning tussen punten die in elkaar overgaan gelijk blijft, terwijl door corresponderende oppervlakken dezelfde stroom wordt omvat. De vierpuntsweerstanden  $R_1$  en  $R_2$  zijn dus in beide stelsels gelijk aan elkaar, terwijl de grootheid  $\alpha_0$  transformeert volgens:

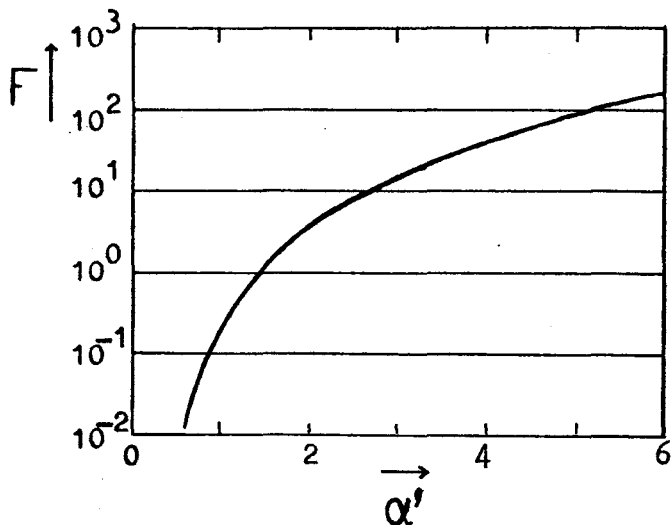
$$\alpha'_0 = \left(\frac{\rho_3}{\rho_1}\right)^{\frac{1}{2}} \cdot \frac{w}{s} = \left(\frac{\rho_3}{\rho_1}\right)^{\frac{1}{2}} \alpha_0 \quad 2.7$$

Schnabel heeft afgeleid, dat het quotiënt  $R_1/R_2$  alleen bepaald wordt door de plaats van de kontakten en de dikte van de laag. De functie die dit beschrijft luidt:

$$F(\alpha') = R_1/R_2 \quad \text{en is geschetst in fig. 2.6.}$$

Indien we  $R_1/R_2$  bepalen, kunnen we met behulp van fig. 2.6 de waarde van  $\alpha'$  terugzoeken. Uit formule 2.7 volgt dan de waarde van  $\rho_3/\rho_1$ .

fig. 2.6:  
Het verband tussen  
de geometriefunctie  $F$   
en de dimenieloze  
grootheid  $\alpha'$



Indien we deze methode willen toepassen op semikristallijne lagen, dan moeten het substraat en de geleidende onderlaag verwijderd worden.

## 2.1.4 Contractieweerstandsmethode

### 2.1.4.1 Inleiding

Deze methode wordt gebruikt om de soortelijke weerstand van een materiaal te bepalen uit de weerstand tussen een metalen punt en dat materiaal. Deze weerstand ontstaat doordat de stroomlijnen door de geringe contactstraal van de punt samengeknepen worden in het gebied vlak onder de punt. Men noemt deze weerstand contractieweerstand.

Voor een cirkelvormig, geleidend contactoppervlak (zie fig. 2.7) op een half oneindig medium leidt Holm (4) een uitdrukking af voor de contractieweerstand R

$$R = \frac{\rho}{4a}$$

Hierin is a de contactstraal waarbij het contactoppervlak als equipotentiaalvlak is verondersteld.

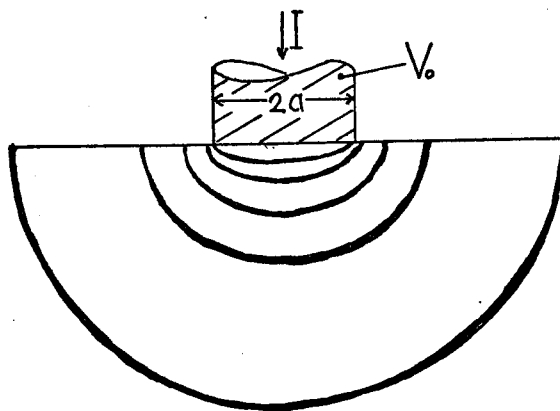


fig. 2.7:  
geleidend contactoppervlak op half  
oneindig medium met potentiaallijnen.

Severin (5) veronderstelt een uniforme stroomverdeling door het contactoppervlak en vindt

$$R = \frac{32}{3\pi^2} \cdot \frac{\rho}{4a} \approx \frac{\rho}{4a} \cdot 1,08$$

De verschillen in de uitdrukkingen voor R worden veroorzaakt door de keuze van de randvoorwaarden bij het afleiden van de uitdrukking voor R. Omdat deze verschillen niet bijzonder groot zijn zullen we verder de formule  $R = \frac{\rho}{4a}$  2.9

gebruiken.

### 2.1.4.2 Contractieweerstand voor een dunne laag op een geleidend substraat

We beschouwen nu een laag op een geleidend substraat, dat een soortelijke weerstand  $\rho_s$  gelijk aan 0 heeft.

Het stroomlijnenbeeld zal sterker veranderen als we dunnere lagen kiezen en formule 2.9 voor de contractieweerstand moet dan gecorrigeerd worden in:

$$R = \frac{\rho}{4a} \cdot CF \quad 2.10$$

Hierin is CF de correctiefactor, die de eindige dikte  $t$  van de laag en de aanwezigheid van het zeer goed geleidende substraat in rekening brengt.

We kunnen nu contractieweerstandsmetingen uitvoeren door de weerstand te meten tussen de metalen punt met straal  $a$  en het geleidende substraat, zie fig. 2.8.

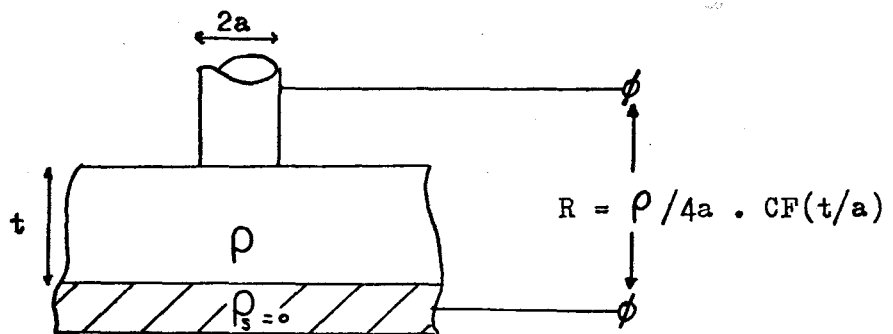


fig. 2.8: Schets van het meetprincipe voor een contractieweerstandsmeting.

Een overzicht van correctiefactoren zoals die door diverse auteurs berekend zijn wordt in fig. 2.9 gegeven.



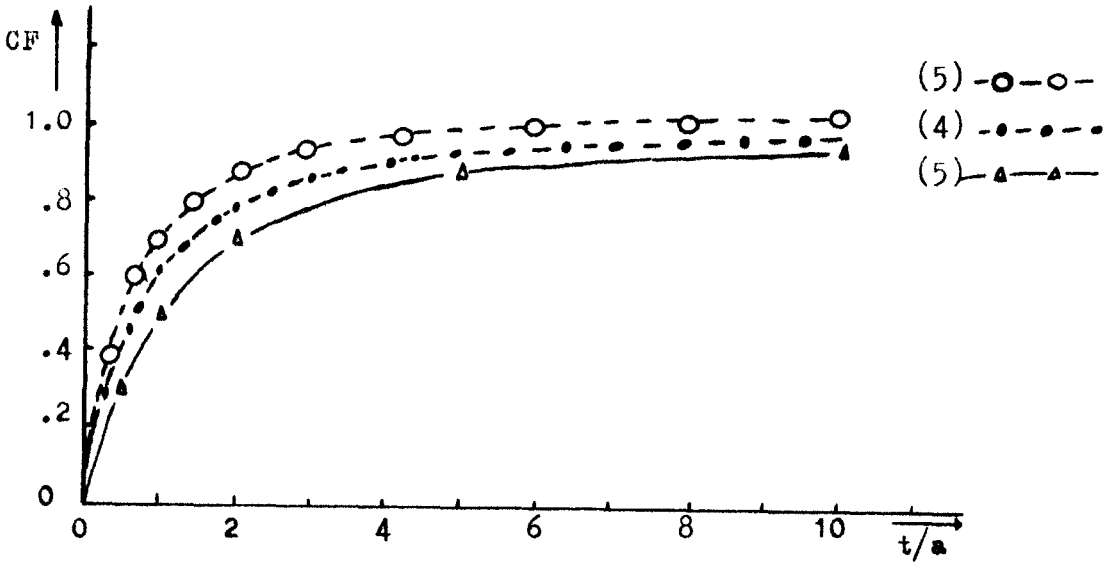


fig. 2.9: CF uit formule 2.10 als functie van t/a.

#### 2.1.4.3 Toepassing van de contractieweerstandsmeting op een anisotroop medium

Willen we deze meetmethode toepassen op semikristallijne Siliciumlagen die zich op een substraat met een geleidende Aluminiumlaag bevinden, dan moeten we bedenken dat in dit materiaal de soortelijke weerstand niet isotroop zal zijn. Formule 2.10 geldt echter voor het geval dat in fig. 2.8 geschetst staat, waar de soortelijke weerstand wel isotroop is. Met behulp van dezelfde transformatie die bij de methode van Schnabel gebruikt werd, kunnen we de formule afleiden voor het geval de soortelijke weerstand een anisotrope grootheid is met componenten  $\rho_x$ ,  $\rho_y$  en  $\rho_z$ . De afmetingen trans-

$$x'_i = \sqrt{\frac{\rho_i}{\rho}} \cdot x_i, \text{ terwijl } \rho^3 = \rho_x \cdot \rho_y \cdot \rho_z \quad \text{formeren volgens Van der Pauw (6):} \quad 2.11$$

Hierin is  $x'_i$  de coördinaat in het isotrope stelsel en  $x_i$  die in het anisotrope stelsel.  $\rho_i$  is voor  $i = 1, 2, 3$  respectievelijk gelijk aan de componenten van de soortelijke weerstand van het anisotrope medium  $\rho_x$ ,  $\rho_y$  en  $\rho_z$ .

De contractieweerstanden  $R$  en  $R'$  zijn in beide stelsels (zie fig. 2.10 en fig. 2.11) aan elkaar gelijk.

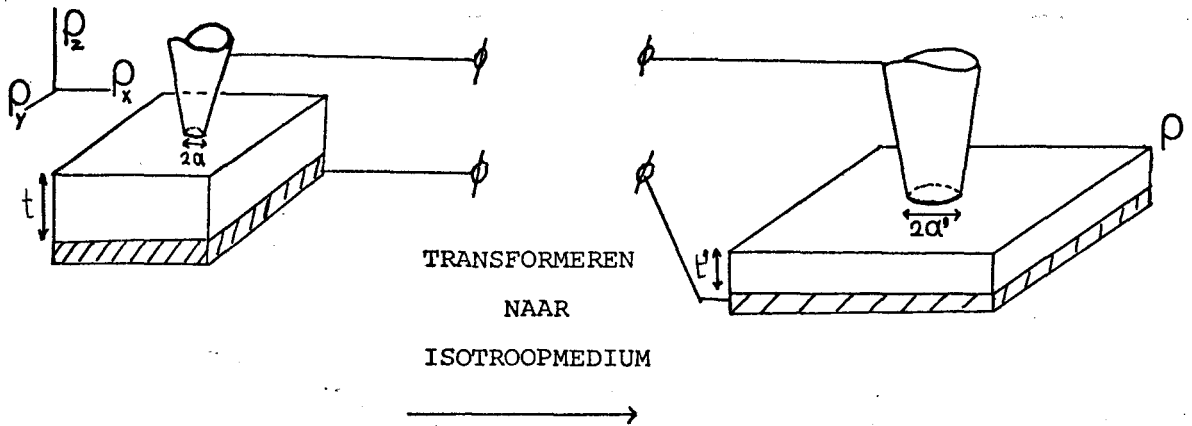


fig. 2.10:

Punt op anisotroop medium, met  $\rho_x, \rho_y, \rho_z$  en met geleidende onderlaag.

fig. 2.11:

Punt op isotroop medium met soortelijke weerstand  $\rho$  en met geleidende onderlaag.

In het isotrope stelsel geldt:  $R = \frac{\rho}{4a'} \cdot CF(t'/a')$ , en dit kan met formule 2.11 omgewerkt worden tot de formule voor de contractie-weerstand in het anisotrope geval van fig. 2.10.

Indien  $\rho_x = \rho_y$  geldt:

$$R = R' = \frac{\sqrt[3]{\rho_x \rho_y \rho_z}}{4a \sqrt{\frac{\rho_x}{\rho}}} \cdot CF \left[ \frac{t \sqrt{\rho_z/\rho}}{a \sqrt{\rho_x/\rho}} \right] = \frac{\sqrt{\rho_x \rho_z}}{4a} \cdot CF \left( \frac{t}{a} \sqrt{\rho_z/\rho_x} \right) \quad 2.12$$

Als we in formule 2.12  $\rho_x$  gelijk aan  $\rho_z$  kiezen, krijgen we weer de uitdrukking voor het isotrope geval terug nl. formule 2.10.

#### 2.1.4.4 Uitvoering van de meting op semikristallijne Si-lagen

In formule 2.12 is de grootte  $a$  niet precies bekend. Tevens moeten we bedenken, dat er bij meting van de weerstand tussen een metalen punt en een geleidende onderlaag (zie fig. 2.10) een extra spanningsval tussen de metalen punt en de halfgeleider kan optreden. Dit is het gevolg van een mogelijk optredende potentiaalbarrière door verschillen in de uittree-arbeid van Silicium en het metaal van de punt.

Dit betekent, dat we een ijkprocedure moeten uitvoeren.

Daartoe wordt van een reeks van mono-Si plakken de soortelijke weerstand met de methode van Van der Pauw bepaald. Vervolgens worden de plakken van een laagohmig achterkontakt voorzien.

Daarna wordt met de metalen punt op de voorzijde de contractieweerstand bepaald.

De contractieweerstanden worden nu als functie van de soortelijke weerstanden uitgezet. Er ontstaat nu een ijkkromme. Indien we nu een contractieweerstandsmeting op een semikristallijne laag uitvoeren, kunnen we met de ijkkromme de "equivalente soortelijke weerstand"  $\rho_{eq}$  vinden waarvoor geldt volgens formule 2.12:

$$\rho_{eq} = \sqrt{\rho_x \rho_z} \cdot CF \left( \frac{t}{a} \cdot \sqrt{\rho_z / \rho_x} \right) \quad 2.13$$

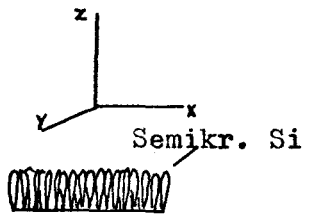
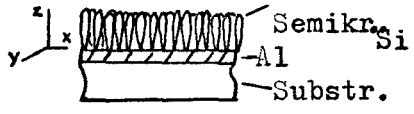
Hierbij zij opgemerkt, dat bij het uitvoeren van de metingen op mono-Si de dikte van de plakken zo gekozen kan worden, dat de correctiefactor in de buurt van 1 ligt. Dit betekent, dat we moeten zorgen dat de grootheid  $t/a$  voor deze gevallen 10 of hoger moet zijn, hetgeen uit fig. 2.9 volgt.

De ijking wordt in paragraaf 3.2.2 besproken.

## 2.2 Onderlinge relaties

Tabel 2.1 geeft een overzicht van de in 2.1 beschreven meetmethoden, toegespitst op de semikristallijne laag.

Tabel 2.1: Overzicht van meetmethoden.

methode	grootheid die bepaald wordt	opmerking over substraat	preparaat waaraan gemeten wordt
Van der Pauw	$\overline{\rho_{xy}}$	verwijderen	
Hall	$\overline{\mu_{H_{xy}}}$	verwijderen	
Schnabel	$\overline{\rho_z / \rho_x}$	verwijderen	
contractie weerstand	$\sqrt{\rho_x \rho_z} \cdot CF \left( \frac{\rho_z}{\rho_x} \right)$	niet verwijderen	

We veronderstellen dat de geleiding in deze laag alleen door gaten geschiedt omdat zich aan de onderzijde van de semikristallijne laag een Aluminiumlaag bevindt, die tijdens het opdamproces voor de kiemvorming zorgt en omdat het bovenste gedeelte van de laag gedoteerd is door het meeverdampen van Borium. Zowel Aluminium als Borium geven een p-type dotering in Silicium. Door de aanwezigheid van de Al-laag zal er een verloop van de gatenconcentratie als functie van de z-coördinaat in de laag optreden. Dit betekent dat de componenten van de soortelijke weerstand  $\rho_x$ ,  $\rho_y$  en  $\rho_z$  een functie van z zullen zijn. Er zal echter wel gelden, dat

$$\rho_x(z) = \rho_y(z) = \rho_{xy}(z) \text{ en}$$

$$\mu_x(z) = \mu_y(z) = \mu_{xy}(z).$$

De met de Van der Pauw-methode en Hall-effekt bepaalde soortelijke weerstand en Hall-beweeglijkheid zijn gemiddelden over de dikte van de laag:  $\overline{\rho_{xy}}$  en  $\overline{\mu_{H_{xy}}}$ .

Als we de Hall-beweeglijkheid gelijkstellen aan de driftbeweeglijkheid van de gaten, dan vinden we voor de over de dikte van de laag gemiddelde gatenconcentratie  $p$  met behulp van Smith (7).

$$\bar{p} = \left( \overline{\rho_{xy}} \cdot q \cdot \overline{\mu_{H_{xy}}} \right)^{-1} \quad 2.11$$

Hierin is  $q$  de elementaire lading.

Het kennen van  $\bar{p}$  is van groot belang om de effectiviteit van het doteringsproces te kunnen bepalen.

De soortelijke weerstand  $\rho_z$  kunnen we bepalen met behulp van de methode van Schnabel mits  $\rho_x$  bekend is.  $\rho_x$  kan bijvoorbeeld bepaald worden met de methode van Van der Pauw.  $\rho_z$  kan nu berekend worden uit de verhouding  $\rho_z / \rho_x$ , die de methode van Schnabel geeft. Ook met de contractieweerstandsmethode kan  $\rho_z$  bepaald worden indien  $\rho_x$  bekend is.

Uit de waarde van  $\sqrt{\rho_x \rho_z}$  volgt dan  $\rho_z$ .

De in  $\sqrt{\rho_x \rho_z}$  voorkomende soortelijke weerstanden  $\rho_x$  en  $\rho_z$  zijn gewogen gemiddelden over het gebied vlak onder de meetstift omdat in dat gebied de spanningsval het grootst is. Uit formule 2.12 voor de contractieweerstand is een uitdrukking af te leiden voor de lokale gatenconcentratie  $p$  vlak onder de meetstift. Indien de geleiding alleen door gaten optreedt, geldt

$$\rho_{xy} = (qp \mu_{xy})^{-1} \text{ en } \rho_z = (qp \mu_z)^{-1} \text{ en volgt voor } p$$

$$\text{met 2.12: } p = \frac{1}{4Ra q \mu_{xy}^{1/2} \mu_z^{1/2}} \cdot CF \left( \left( \frac{\mu_{xy}}{\mu_z} \right)^{1/2} \cdot \frac{t}{a} \right)$$

Het is dus in principe mogelijk ook het doteringsprofiel van de semikristallijne laag te bepalen. Dan is het wel nodig de waarden van  $\mu_{xy}$  en  $\mu_z$  te kennen, terwijl  $t/a$  geschat moet kunnen worden. Indien we  $\mu_{xy}$  en  $\mu_z$  konstant veronderstellen in de laag, kan men het relatieve verloop van de ladingsdragersconcentratie  $p$  bepalen.

Als we met de methode van Schnabel  $\overline{\rho_z}$  willen bepalen, hebben we  $\overline{\rho_{xy}}$  nodig. Voor de bepaling van  $\overline{\rho_z}$  volgens de contractieweerstandsmethode moeten zowel  $\overline{\rho_{xy}}$  als  $\overline{\rho_{xy}}$  bekend zijn.

Daarom is het onderzoek gestart met het uitvoeren van Van der Pauw- en Hall-effekt metingen omdat deze  $\overline{\rho_{xy}}$  en  $\overline{\mu_{xy}}$  geven en tevens ook  $\overline{p}$ . Dan kan de effectiviteit van het doteringsproces bepaald worden.

Omdat de contractieweerstandsmethode niet als eis stelt, dat het substraat verwijderd dient te worden en daarnaast de mogelijkheid tot profielmetingen bestaat, is besloten om naast het uitvoeren van Van der Pauw- en Hall-metingen de mogelijkheden van contractieweerstandsmetingen te onderzoeken.

## 2.3 Modellen voor de elektrische geleiding in polykristallijne materialen

We zullen vier modellen beschrijven, die opgesteld zijn voor halfgeleiders die opgebouwd zijn uit vele kristallieten.

Tussen de kristallieten bevinden zich overgangsgebieden, die we kristallietgrenzen noemen.

De modellen beschouwen deze grenzen ieder op hun eigen manier als verstrooiingscentra en zullen met de naam van een auteur aangeduid worden. Ze zijn niet strikt van elkaar te scheiden maar eerder een uitbreiding van elkaar: Het model van Anderson beschouwt de afstand tussen de kristallietgrenzen als grens van de vrije weglengte terwijl in het model van Volger de grenzen een dikte krijgen met een eigen soortelijke weerstand. Bij Kamins en Seto wordt ladingsopslag in de kristallietgrenzen verondersteld.

### 2.3.1 Model van Anderson (8,9)

Aanname: De gemiddelde vrije weglengte is gelijk aan de afstand tussen de kristallietgrenzen.

Voor de beweeglijkheid  $\mu$  geldt volgens Anderson:

$$\mu = \frac{q\bar{c}}{4N_1kT} = \frac{q\lambda\bar{c}}{4kT}$$

Hierin is  $N_1$  het aantal kristallietgrenzen per eenheid van lengte in de richting van de stroom en  $\lambda$  is de afstand tussen twee kristallietgrenzen.

$\bar{c} = \left( \frac{2kT}{\pi m_i^*} \right)^{1/2}$  is de thermische snelheid van de ladingsdragers bij Boltzmannverdelingen.

$q$  = elementaire lading

$k$  = konstante van Boltzmann

$T$  = absolute temperatuur

$m_i^*$  = effectieve massa

2.3.2 Model van Volger (10)

Voor een inhomogene geleider, zoals geschetst in fig. 2.1.2, geldt voor de soortelijke weerstand  $\bar{\rho}$  en Hall-konstante  $\bar{A}_H$ :

$$\bar{\rho} = \rho_1 + (l_2/l_1) \rho_2$$

$$\bar{A}_H = A_H^1 + c(l_2/l_1)^2 A_H^2$$

Hierin is c een constante.

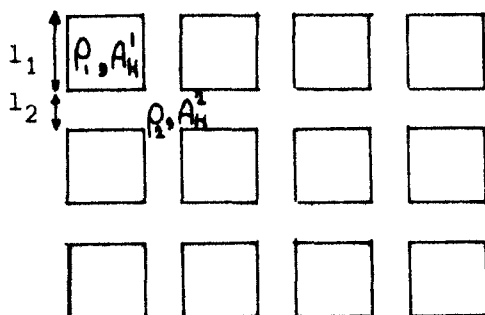


fig. 2.1.2:  
inhomogene halfgeleider,  
de kristallieten hebben  
soortelijke weerstand  $\rho_1$   
en Hall-konstante  $A_H^1$ , en de  
grenzen respectievelijk  $\rho_2$   
en  $A_H^2$ .

2.3.3 Model van Kamins (11)

Gebruikmakend van het model van Volger schrijft Kamins voor de gemiddelde ladingsdragersconcentratie  $\bar{n}$  en Hall-beweeglijkheid  $\mu_H$ :

$$\bar{n} = \frac{n_1}{1+c\left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2 \frac{n_1}{n_2}}, \quad \mu_H = \frac{\bar{A}_H}{\bar{\rho}} = \frac{A_1 + \left(\frac{l_2}{l_1}\right)^2 A_2}{\rho_1 + \left(\frac{l_2}{l_1}\right) \rho_2} \approx \frac{A_1}{\rho_1 + \rho_2 \left(\frac{l_2}{l_1}\right)} \text{ mits } \frac{l_2}{l_1} \ll 1. \quad 2.1.3$$

Daarnaast veronderstelt Kamins, dat er traps aanwezig zijn op de kristallietgrenzen. Traps fungeren als centra waarin ladingsdragers uit de kristallieten kunnen worden opgeslagen. Indien een trap geladen is treedt hij op als een geladen verstrooiingscentrum. Het gebied van een kristalliet, dat lading afstaat aan de traps noemt men: depletiegebied.



De bandenstructuur voor kristallieten met geladen kristallietgrenzen wordt schematisch weergegeven in fig. 2.1.3.

De trap-dichtheid is  $N_t / (\text{cm}^2 \text{ kristallietgrens})$ .

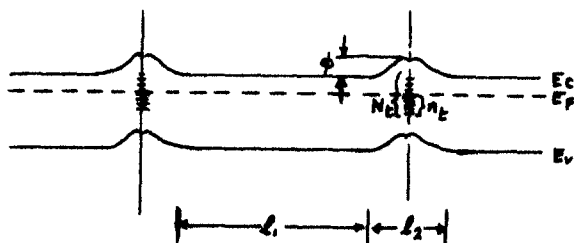


fig. 2.1.3:  
Schematische voorstelling van N-type halfgeleider met traps op de kristallietgrenzen.

Uit de ladingsneutraliteit volgt, dat  $n_t = n_1 l_2$

$n_t$  : het aantal getrapte ladingsdragers/cm<sup>2</sup>

$n_1$  : " " ladingsdragers in een kristalliet/cm<sup>3</sup>

$n_2$  : " " " " kristallietgrens/cm<sup>3</sup>

$l_2$  : lengte van het depletiegebied.

Uit de wet van Poisson volgt voor de barrièrehoogt  $\phi$ :

$$\phi = \left( \frac{qn_1}{2\epsilon} \right) \cdot \left( \frac{1}{2} l_2 \right)^2 = \frac{qn_1^2}{8\epsilon n_1} \quad , \quad \epsilon \text{ is de diëlektrische konstante van de kristalliet.}$$

Het quotiënt  $n_1$  en  $n_2$  is:

$$\frac{n_1}{n_2} = \exp\left(\frac{q\phi}{kT}\right) = \exp\left(\frac{q^2 n_t^2}{8 kT n_1}\right)$$

Voor relatief lage concentraties  $n_1$  wordt het depletiegebied relatief groot. Er geldt voor de waargenomen beweeglijkheid  $\bar{\mu}_H$ :

$$\bar{\mu}_H = \frac{l_1 n_2}{l_2 n_1} \mu_2 = \frac{l_1 n_1 \mu_2}{n_t} \cdot \exp\left(\frac{-q^2 n_t^2}{8 \epsilon kT n_1}\right)$$

Deze uitdrukking bevat de beweeglijkheid  $\mu_2$  van het depletiegebied.

#### 2.3.4 Model van Seto (12)

In dit één-dimensionale model worden de afmetingen van de kristallietgrenzen klein verondersteld ten opzichte van die van de kristallieten, die een afmeting van  $L$  cm hebben. In figuur 2.1.4 is deze kristalstructuur schematisch weergegeven, samen met de ladingsverdeling en een energiebandenplaatje.

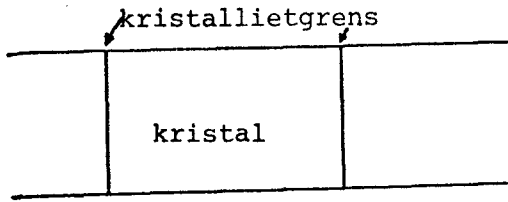


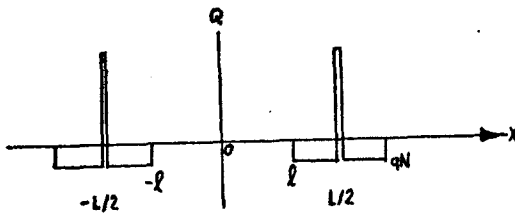
fig. 2.1.4:

Kristalstructuur.

Trapdichtheid:  $Q_t/cm^2$  met energie  $E_t$ .

Ladingsdragersconcentratie in

kristallieten:  $N/cm^3$

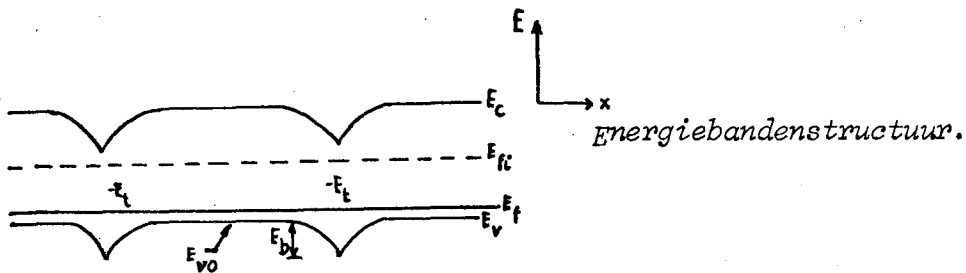


Ladingsdragersverdeling als functie

van de plaats. Alle vrije ladings-

dragers in het gebied  $(\frac{1}{2}L-l)$  zijn

getrapt (depletiegebied).



Energiebandenstructuur.

$$\text{Poisson: } \frac{d^2V}{dx^2} = \frac{qN}{\epsilon} \quad , \quad l < |x| < \frac{1}{2}L$$

$$\text{Hieruit volgt: } V(x) = \left( \frac{qN}{2\epsilon} \right) (x-l)^2 + v_{v0} \quad , \quad l < |x| < \frac{1}{2}L$$

Met  $v_{v0}$  als potentiaal van de valentiebandkant in het midden van de kristalliet. Hier is het nulniveau van de potentiaal gekozen op het Fermi-niveau  $E_{Fi}$ .

Seto onderscheidt twee gevallen:

1. De hele kristalliet is depletiegebied, dus  $LN < Q_t$  en  $l=0$ .

Dan wordt de hoogte van de barrièrespansing  $V_B$ :

$$V_B = \frac{qL^2N}{8\epsilon} \quad , \quad \text{met } V_B = \frac{Eb}{q} = V(\frac{1}{2}L) - V(0) \quad 2.14$$

2. Een deel van de kristalliet is depletiegebied, dus  $LN > Q_t$  en  $l > 0$ .

$$\text{Dan wordt } V_B = \frac{qQ_t^2}{8\epsilon N} \quad 2.15$$

Voor beide gevallen leidt Seto uitdrukkingen voor de gemiddelde ladingsdragersconcentraties  $p_a$  af.

Seto neemt aan, dat de geleiding voornamelijk bepaald wordt door de kristallietgrenzen en dat de stroom bepaald wordt door de thermoionische emissie over de barrières ter plaatse van deze kristallietgrenzen. Dat wil zeggen, dat alleen die ladingsdragers, waarvan de thermische energie hoog genoeg is, over de barrière kunnen gaan. Via een uitdrukking voor de thermoionische emissie-stroomdichtheid  $J_{th}$  komt Seto tot een uitdrukking voor het soortelijk geleidingsvermogen  $T$ , waaruit de uitdrukking voor

$\mu_{eff}$  volgt:

$$\mu_{eff} = Lq \left( \frac{1}{2\pi m^* kT} \right)^{1/2} \exp \left( \frac{-E_B}{kT} \right) \quad 2.1.6$$

Hierin is  $E_B = qV_B$ , en  $V_B$  is te bepalen met formule 2.14 voor het geval de hele kristalliet depletiegebied is, terwijl 2.15 gebruikt wordt als dat gedeeltelijk het geval is.

## 2.4 Magneto-weerstandseffekten

In het eerste deel van deze paragraaf bespreken we het effect van de verandering van de soortelijke weerstand van een stof, indien een magnetisch veld wordt aangelegd. Dit wordt fysische magneto-weerstandsvanandering genoemd.

Daarna wordt aan de hand van twee voorbeelden geïllustreerd, dat ten gevolge van de geometrie van preparaat en kontakten ook een Geometrische magnetische weerstandsvanandering kan optreden.

### 2.4.1 Het fysische magneto-weerstandseffekt

Uitgaand van de beschouwing van Davis (13) over de verandering van de soortelijke weerstand in een magnetisch veld, komt Seitz (14) tot de vergelijking die de stroomdichtheid geeft als functie van magnetisch en elektrisch veld onder de volgende aannames:

- 1) De elektronen hebben effectieve massa, maar bewegen vrij,
- 2) De verstrooiing is niet perfekt isotroop,
- 3) Voor een gegeven richting is de gemiddelde vrije weglengte onafhankelijk van de energie,
- 4) De elektronen zijn klassiek verdeeld,
- 5) Alleen termen van de 1<sup>e</sup> en 2<sup>e</sup> orde van het magnetisch veld worden beschouwd omdat het magnetisch veld zwak wordt verondersteld. Voor materialen met kubische symmetrie leidt Seitz de uitdrukking voor de stroomdichtheid af:

$$J = \sigma_0 \vec{E} + \alpha (\vec{E} \times \vec{B}) + \beta \vec{E} B^2 + \gamma \vec{B} (\vec{E} \cdot \vec{B}) + \delta T \vec{E}$$

geleiding	Hall-effekt	magn. weerst.	planair	invloed kristal-
		verandering	Hall-effekt	anisotropie

Hierin is de oorsprong van iedere term aangegeven.

T is een diagonaaltensor met elementen  $B_1^2$ ,  $B_2^2$  en  $B_3^2$  indien het coördinatenstelsel langs de kristalassen gekozen wordt.

Bij een isotroop medium is  $\delta$  gelijk aan 0.

Pearson en Suhl (15) geven de reciproke vergelijking van de uitdrukking van Seitz:

$$E = \rho_0 (\vec{J} + a(\vec{J} \times \vec{B}) + b \vec{J} B^2 + c \vec{B} (\vec{J} \cdot \vec{B}) + d T \vec{J}) \quad 2.13$$

Hierin zijn  $\rho_0$ , a, b, c en d functies van  $\sigma_0, \alpha, \beta, \gamma$  en  $\delta$ .

Uit deze formule is de relatieve verandering van de soortelijke weerstand  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  indien een magnetisch veld wordt aangelegd, af te leiden (volgens Bardeen) in de vorm:

$$\frac{1}{B^2} \cdot \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = \frac{1}{B^2} \cdot \frac{(\vec{E}-\vec{E}_{B=0}) \cdot \vec{J}}{(\vec{E}_{B=0} \cdot \vec{J})} = b+c \frac{(\vec{J} \cdot \vec{B})^2}{J^2 B^2} + d \frac{J_1^2 B_1^2 + J_2^2 B_2^2 + J_3^2 B_3^2}{J^2 B^2} \quad 2.14$$

Indien men in een isotrope stof de gemiddelde vrije weglengte onafhankelijk van de energie veronderstelt, kan volgens Bardeen en Suhl met behulp van de theorie van Seitz worden afgeleid, dat voor  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  uit formule 2.14 geldt:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho_0} = 3,8 \cdot 10^{-17} \mu^2 B^2 \quad 2.15$$

Hierin is  $\mu$  de beweeglijkheid van de ladingdragers.

Omdat voor Si de energie-oppervlakken in de impuls-ruimte zoals deze door Hannay (21) gegeven worden, redelijk door bollen benaderd kunnen worden, zal de invloed van de kristalanisotropie op de stroom gering zijn. Dit wordt geïllustreerd in fig. 2.12. De minimale waarde van de effectieve massa bedraagt  $0,19m_0$  en de maximale waarde bedraagt  $0,43m_0$ . Daarom kunnen we Silicium in goede benadering als een isotrope stof beschouwen waarvoor in vergelijking 2.13 geldt  $d = 0$ .

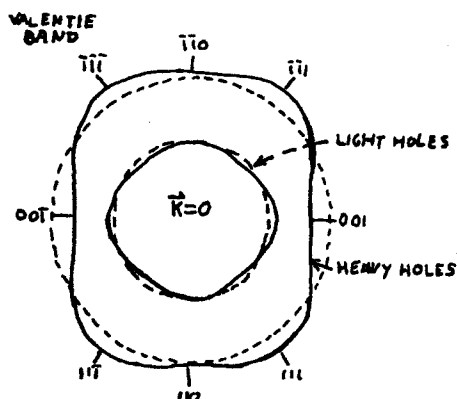


fig. 2.12

Lijnen met constante energie bij de valentiebandkant van Si in het (110)-vlak van de impulsruimte.

Willen we nu overgaan op semikristallijn Silicium, dan moeten we bedenken, dat door de kolomstructuur een macroscopische anisotropie optreedt, waardoor de scalaire grootheid  $\rho_0$  uit formule 2.13 vervangen moet worden door een tensor. Dit kan aanleiding geven tot afwijkingen van het kwadratische verband tussen  $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$  en B en kan betekenen, dat hogere orde termen van B bij relatief lage magnetische velden niet meer te verwaarlozen zijn.

2.4.2 Geometrische magnetische weerstandsveranderingen

1. Voor het rechthoekige preparaat van fig. 2.15 hebben Drabble en Wolfe (16) bepaald, wat het effect is van de eindige lengte-breedte verhouding en van de positie van de contacten op soortelijke weerstandsmetingen in een transversaal magnetisch veld voor verschillende Hall-hoeken.

Beschouw 2.15.

Wanneer  $R = \frac{V_{cd}}{I_{ab}}$ , dan is  $\frac{\Delta R}{R}$  de

relatieve verandering van de vierpuntsweerstand van een preparaat van eindige afmetingen als een magnetisch veld wordt aangelegd.

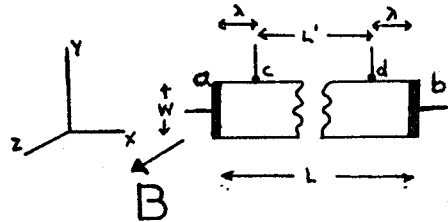


fig. 2.15:

a en b: stroomcontacten

c en d: spanningscontacten

De Hall-hoek wordt gedefinieerd als:  $\frac{1}{2}l\pi = \tan^{-1} \frac{R_H B}{\rho}$

Hierin is  $R_H$ : Hall-konstante (in par. 2.3 komt  $A_H$  als Hall-konstante voor)

B: Magnetisch veld

$\rho$ : Soortelijke weerstand

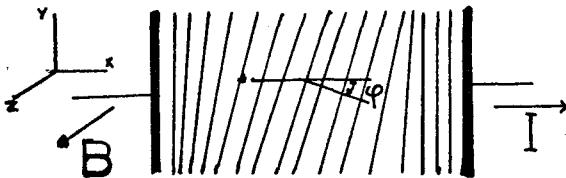


fig. 2.16:

Potentiaallijnen in rechthoekig preparaat. (n-type)

In fig. 2.17 staat de relatieve verandering  $\frac{\Delta R}{R}$  als functie van  $\lambda/w$  voor verschillende Hall-hoeken weergegeven.

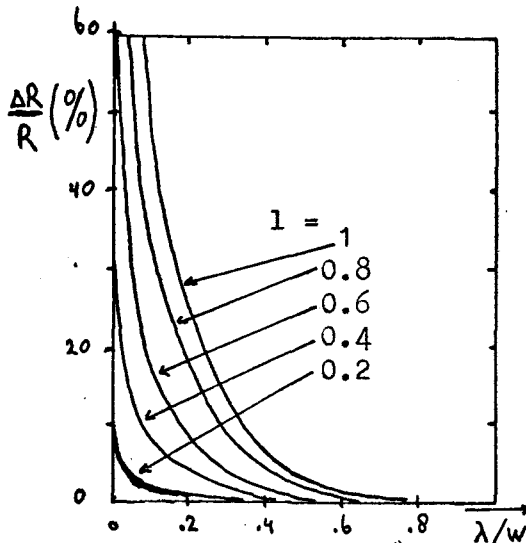


fig. 2.17:

$\frac{\Delta R}{R}$  als functie van  $\lambda/w$  voor  $0,2 < l < 1$ .

Indien ook fysische magnetische weerstandsverandering optreedt geldt voor de gemeten soortelijke weerstand  $\rho_m$ :

$$\rho_m = \rho_o \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho} \right) \cdot \left( 1 + \frac{\Delta R}{R} \right), \text{ met } \frac{1}{2}\pi l = \tan^{-1} \left( \frac{R_H \cdot B}{\rho_o \left( 1 + \frac{\Delta\rho}{\rho_o} \right)} \right)$$

Hierin is  $\Delta\rho/\rho_o$ : fysische magnetische weerstandsverandering

$\Delta R/R$  : het geometrische effect

$\rho_o$  : de soortelijke weerstand indien het magnetisch veld afwezig is.

2. De invloed van inhomogeniteiten in de dotering kunnen aanleiding geven tot een zeer uiteenlopend gedrag van de Hall-coëfficiënt  $R_H$  en de soortelijke weerstand  $\rho$ . Dit is onderzocht door Bate, Bell en Beer (17) voor het model dat in fig. 2.18 geschetst staat.

Het bestaat uit twee helften die respectievelijk een soortelijke weerstand  $\rho_1$  en  $\rho_2$ , en een Hall-konstante  $R_{H_1}$  en  $R_{H_2}$  hebben.

De Hall-spanningskontakten A en B bevinden zich op de scheidingslijn. De spanningskontakten C en D worden gebruikt voor de bepaling van de soortelijke weerstand.

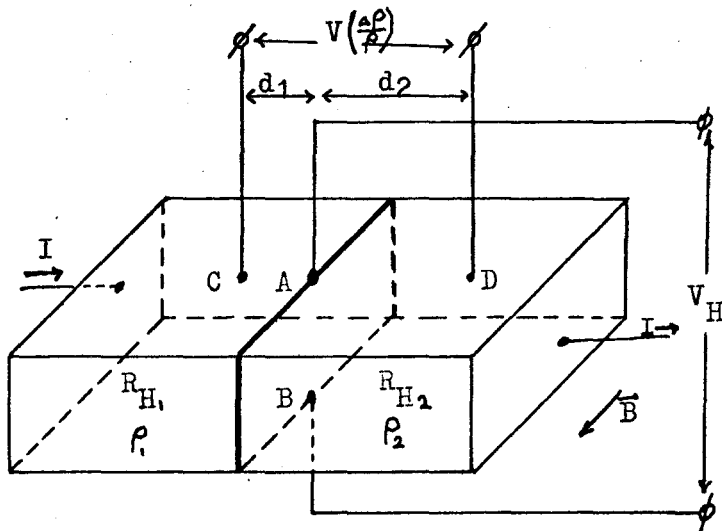


fig. 2.18:  
Het model van Bate,  
Bell en Beer voor een  
inhomogene halfgeleider.

Voor de gemiddelde Hall-coëfficiënt, die gemeten wordt met de Hall-spanningskontakten A en B, geldt:

$$R_m = \frac{R_{H_1} \rho_2 + R_{H_2} \rho_1}{\rho_1 + \rho_2}$$



Daarbij moet aan de volgende voorwaarden voldaan zijn:

$$\frac{1}{R_m} \frac{\delta R_m}{\delta B} = \frac{\rho_1 \rho_2}{\rho_1 + \rho_2} \frac{R_{H_2} - R_{H_1}}{R_{H_2} \rho_1 + R_{H_1} \rho_2} \cdot \left( \frac{1}{\rho_1} \frac{\delta \rho_1}{\delta B} - \frac{1}{\rho_2} \frac{\delta \rho_2}{\delta B} \right) > 0.$$

De extra afhankelijkheid van de Hall-coëfficiënt wordt veroorzaakt door de fysische magnetische weerstandsverandering. Inhomogeniteiten kunnen de gemeten beweeglijkheid tot ver onder de echte beweeglijkheid reduceren.

Indien er  $\frac{\Delta \rho}{\rho}$ -metingen worden uitgevoerd aan een inhomogene halfgeleider met behulp van de spanningskontakten C en D in fig. 2.18, kan de gemeten  $\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_m$  zowel hoger als lager uitkomen dan de werkelijke verandering van de soortelijke weerstand  $\frac{\Delta \rho}{\rho_0}$ . Dit blijkt uit de formule voor  $\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_m$ :

$$\left(\frac{\Delta \rho}{\rho}\right)_m = \frac{\Delta \rho}{\rho_0} + \frac{d_2 R_{H_2} - d_1 R_{H_1}}{d_2 \rho_2^0 + d_1 \rho_1^0} \cdot \frac{(R_{H_2} - R_{H_1}) B^2}{\rho_1 + \rho_2}.$$

De tweede term in het rechterlid van deze formule kan zowel positief als negatief zijn.

### 3. MEETOPSTELLINGEN

#### 3.1 De opstelling voor de Van der Pauw- en de Hall-effectmetingen

In figuur 3.1 staat een schets van de meetopstelling.

Het preparaat bevindt zich tussen de poolschoenen van een magneet in een cryostaat en het magnetisch veld staat er loodrecht op.

De veldsterkte bedraagt maximaal 1 Tesla. De temperatuur van het preparaat kan ingesteld worden tussen  $- 80^{\circ}\text{C}$  en  $+ 120^{\circ}\text{C}$ .

De kontakten van het preparaat zijn verbonden met een matrixkast. Hiermee is het mogelijk om de verschillende configuraties uit de figuren 2.1 en 2.3 te kiezen. Met behulp van de compensators  $R_1$  en  $R_2$  en de nulindikatoren  $E_1$  en  $E_2$  kan de potentiaal op de spanningskontakten volgens de compensatiemethode nauwkeurig bepaald worden. De uitgangen van de nulindikatoren zijn verbonden met een verschilversterkereenheid. Hiermee is het mogelijk om kleine veranderingen in de spanning (van de orde van  $5\ \mu\text{V}$ ) tussen de spanningskontakten (bijvoorbeeld ten gevolge van het Hall-effect) te registreren.

In bijlage 1 wordt meer uitgebreide informatie over deze opstelling gegeven.

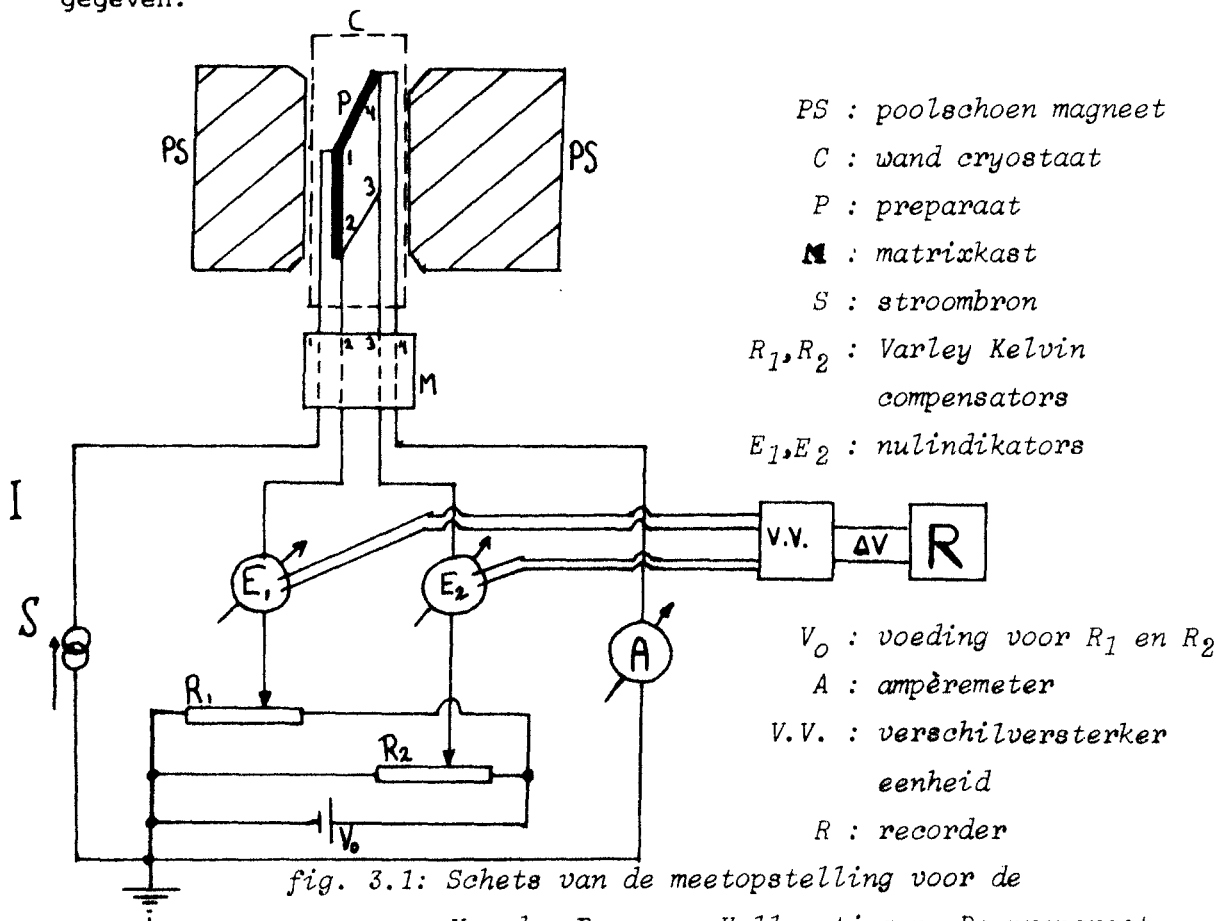
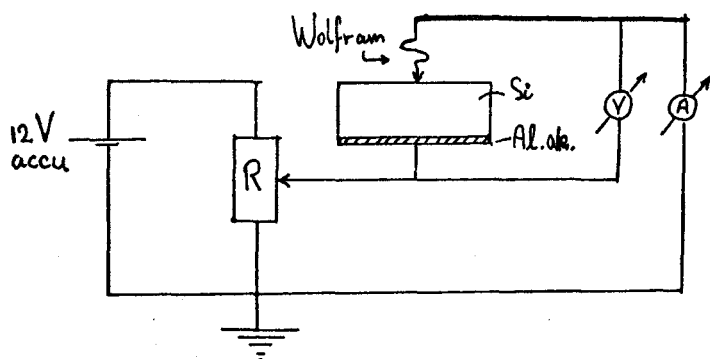


fig. 3.1: Schets van de meetopstelling voor de Van der Pauw- en Hall-metingen. De preparaatstroom is  $I_{14}$  terwijl  $V_{23}$  gemeten wordt.

### 3.2 De opstelling voor de bepaling van de contractieweerstand en de ijking

#### 3.2.1 Meettechnische en mechanische aspecten

In fig. 3.2 wordt een schets gegeven van het meetgedeelte van de opstelling. Een Wolframpunt rust in dit geval op de Silicium-laag waarvan de onderkant is voorzien van een laagohmig achterkontakt.



R : potmeter  
V en A : Keithley 602  
Electrometers  
Al-ak : laagohmig Aluminium  
achterkontakt

fig. 3.2: meettechnisch deel van de opstelling voor contractieweerstandsmetingen.

De punt die we voor de contractiemetingen gebruiken is afkomstig uit een OA85 Germanium puntkontaktdiode en is van Wolfram gemaakt. Hij wordt geklemd in een messing blokje aan het uiteinde van een balans-arm (zie fig. 3.3) en de naaldkracht kan tussen 10 en 100 gram ingesteld worden met behulp van een gewicht, dat in één van de groeven op de balans-arm kan worden gehangen. Het preparaat wordt met een micromanipulator onder de punt gebracht. De grondplaat is verend opgesteld zodat er trillingsvrij gemeten kan worden.

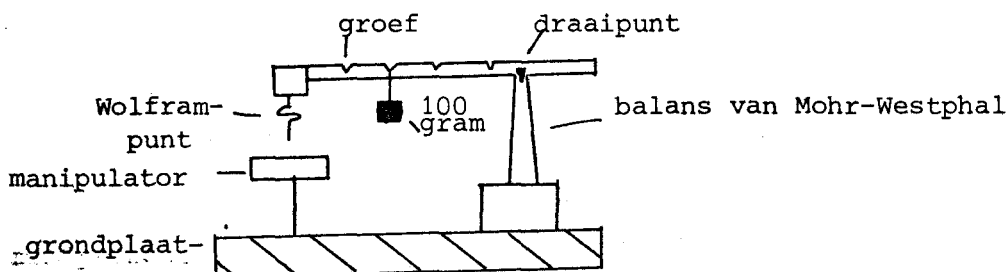


fig. 3.3: Schets van opstelling, mechanische gedeelte.

### 3.2.2 IJking

Zoals reeds in paragraaf 2.1.4 aangekondigd werd, zullen we hier de ijkprocedure bespreken.

Nadat we met de methode van Van der Pauw de soortelijke weerstand van een aantal p-type mono-Si plakken hebben bepaald, wordt er aan een kant van de plakken een laag Aluminium opgedampt, die voor een laagohmig achterkontakt zorgt. Volgens Hermkens (20) is de overgangsweerstand van het Al-Si achterkontakt  $2,5 \Omega$  voor een kontakt van  $1 \text{ cm}^2$  voor p-type Si van  $100 \Omega \text{ cm}$ .

Met behulp van de opstelling van fig. 3.2 bepalen we de stroomspannings karakteristiek van de Silicium-Wolfram-overgang. Het blijkt, dat de helling van de (IV)-karakteristiek een goed gereproducerende grootheid is indien we in de voorwaartsrichting meten. (De stroom loopt zoals dat in fig. 3.2 is aangegeven)

Voor alle ijkpreparaten geldt dan, dat de (IV)-karakteristiek recht loopt bij aangelegde spanningen van 1 à 3 volt. In fig. 3.4 staan twee voorbeelden van deze karakteristieken voor ijkpreparaten met een soortelijke weerstand van respectievelijk  $1 \Omega \text{ cm}$  en  $7000 \Omega \text{ cm}$ .

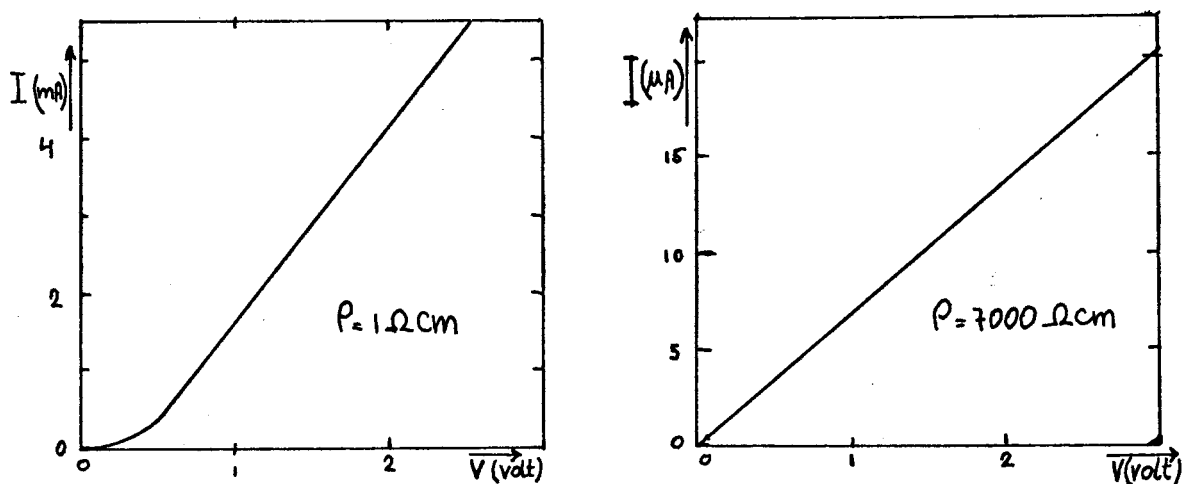


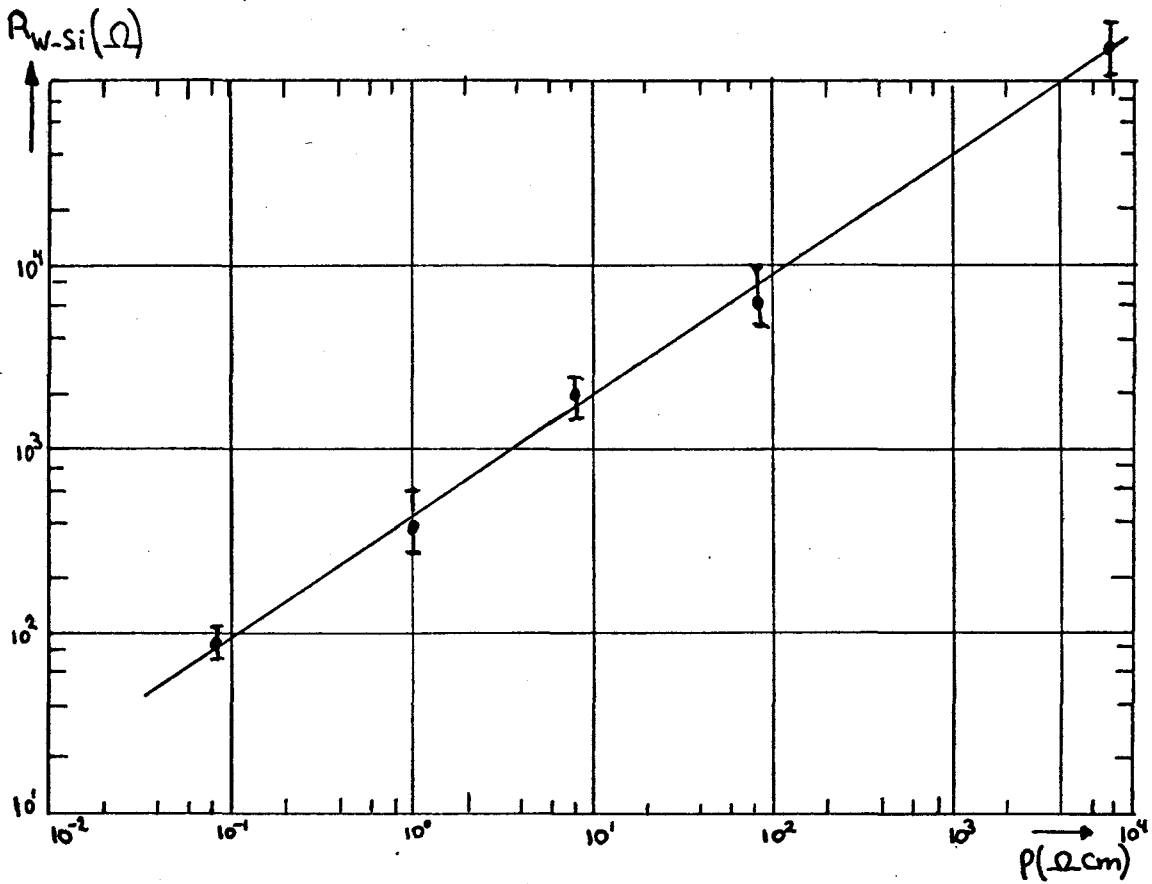
fig. 3.4: Twee (IV)-karakteristieken van Wolfram-Silicium-overgangen.

Uit de helling van het rechte deel bepalen we de differentiële weerstand en die definiëren we als onze contractieweerstand  $R_{W-Si}$ . We voeren deze metingen uit aan plakken mono-Si met 5 verschillende soortelijke weerstanden. De waarden van  $R_{W-Si}$  worden in fig. 3.5 gegeven als functie van de soortelijke weerstand. Het verband tussen  $R_{W-Si}$  en  $\rho$  (Si) is onze ijkgrafiek.

fig. 3.5:

IJKgrafiek.

De weerstand  $R_{W-Si}$  als  
functie van de soortelijke  
weerstand van de ijkplakken.



#### 4. PREPARATEN

##### 4.1 De semikristallijne laag

##### 4.1.1 Beschrijving van een semikristallijne laag

In fig. 4.1 is een schets gegeven, waarin de karakteristieke eigenschappen van de semikristallijne laag voorkomen. Als substraat wordt pyrex of roestvrij staal gebruikt. Op het substraat wordt ten behoeve van de kiemvorming een Al-laag van  $0,5 \mu\text{m}$  opgedampt. Door de aanwezigheid van deze Al-laag zal de onderzijde van de semikristallijne Si-laag P-type gedoteerd zijn. Omdat het Al maar over een afstand van ongeveer  $9 \mu\text{m}$  meekomt (zie fig. 4.2) tijdens de groei van het Si, moet het bovenste deel van de laag op een andere manier gedoteerd worden. Dit gebeurt door 1 at% Borium aan de Si-kroes toe te voegen. Er wordt nu aangenomen, dat het Borium zich homogeen in de laag zal inbouwen volgens de dampspanningsverhoudingen van Borium en Silicium bij de heersende kroestemperatuur. Bij een kroestemperatuur van  $1450^\circ\text{C}$  ligt de verwachte inbouw tussen  $10^{16}$  en  $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ . In hoeverre het Borium elektrisch actief zal zijn is moeilijk te voorspellen.

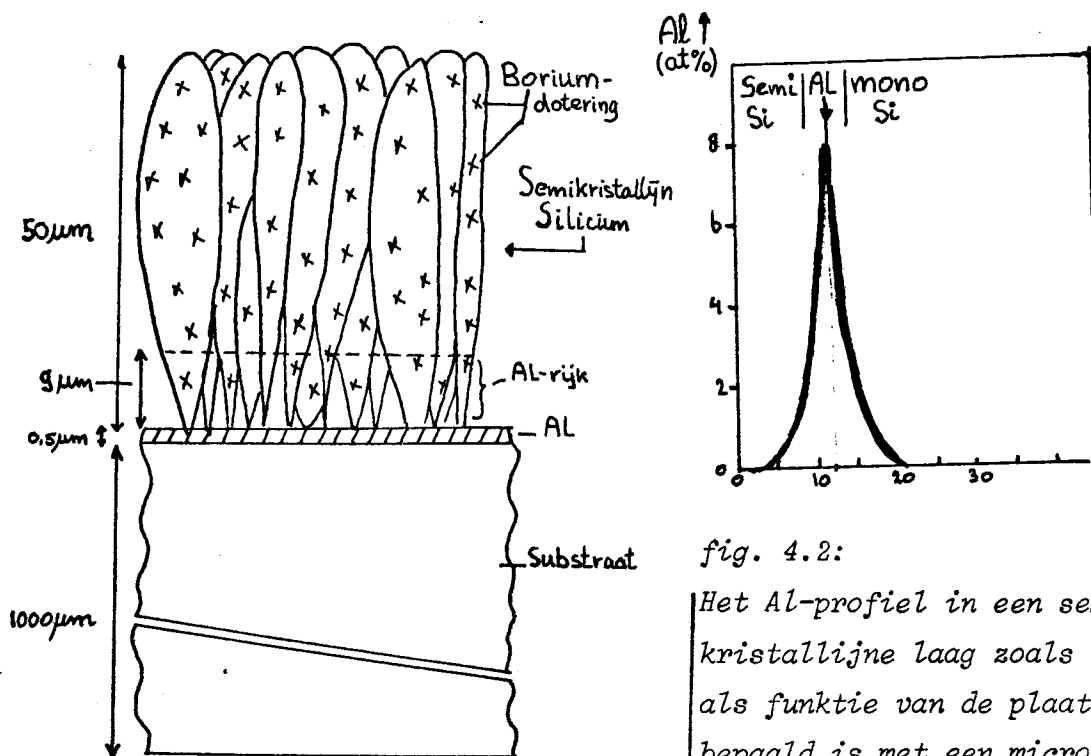


fig. 4.1: Schets van semikristallijne laag op substraat met Borium dotering en Aluminiumrijke laag.

fig. 4.2:

Het Al-profiel in een semikristallijne laag zoals deze als functie van de plaats bepaald is met een microspot-analyse.

N.B.: deze laag was opgedampt op een mono-Si substraat met Al-tussenlaag.

Om soortelijke weerstands- en Hall-metingen uit te kunnen voeren, dienen het substraat, de Al-laag en de Al-rijke Si-laag verwijderd te worden. Men moet hierbij bedenken, dat de dikte van een roestvrij stalen substraat en van een pyrex substraat respectievelijk 1000 en 2000  $\mu\text{m}$  is, terwijl de dikte van de semikristallijne laag slechts 50  $\mu\text{m}$  is.

Het verwijderen van het substraat is ook noodzakelijk voor het onderzoek van de structuur van de semikristallijne Siliciumlaag met behulp van de scanning elektronen microscoop. In de volgende paragrafen worden technieken behandeld om deze substraten te kunnen verwijderen.

#### 4.1.2 Verwijdering van substraat en geleidende onderlaag

##### 4.1.2.1 Het verwijderen van het roestvrij stalen (RVS) substraat

In principe kan men RVS verwijderen door chemisch, elektrochemisch of mechanisch te werk te gaan.

Vanwege de kwetsbaarheid van de semikristallijne laag als het RVS bijna verdwenen is, is gekozen voor een chemisch proces.

Met koningswater is RVS weg te etsen, maar in een verhouding van 1 deel  $\text{HNO}_3$  van 68% op 3 delen  $\text{HCl}$  van 40% verloopt de reactie te heftig bij kamertemperatuur. Daarom verdunnen we de vloeistof met water, dat de etswerking vertraagt. Om toch een redelijke etssnelheid te verkrijgen, verhogen we met een warmwaterbad de temperatuur van het verdunde koningswater (zie fig. 4.3) omdat de etswerking toeneemt met stijgende temperaturen. Een magnetische roerder zorgt voor een homogene samenstelling in de vloeistof en gaat belvorming aan het oppervlak van het RVS tegen die anders de semikristallijne laag zou beschadigen. De roerder zorgt bovendien voor een gelijkmatige temperatuurverdeling in de etsvloeistof.

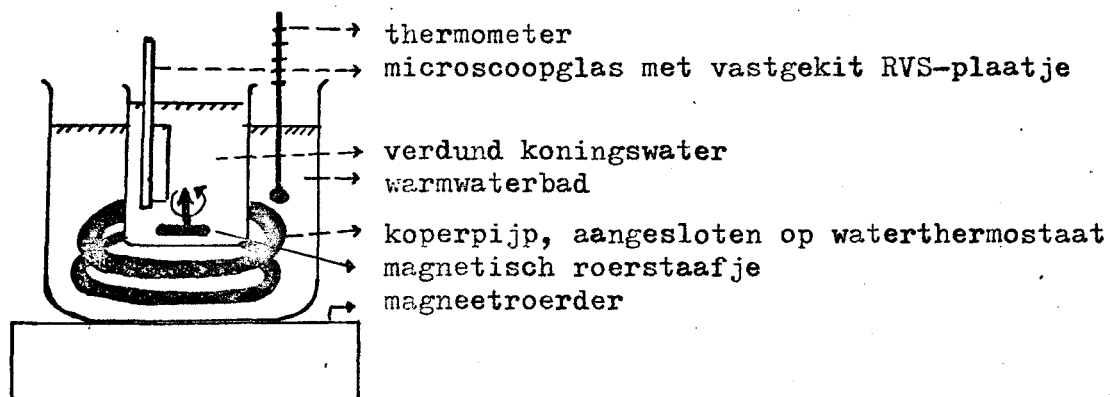


fig. 4.3: Schets van opstelling om roestvrij staal te verwijderen.

Alvorens overgegaan kon worden tot het afetsen van substraten is eerst uitgezocht bij welke condities (verduunning van het koningswater en temperatuur van het warmwaterbad) bevredigende resultaten verkregen werden.

Dit gebeurde met dezelfde RVS-plaatjes die gebruikt werden als substraat. Ze werden geplakt op microscoopglasjes met behulp van vloeibaar gemaakte vakuumkit. (Smeltpunt: ongeveer 65 °C, daarboven dun vloeibaar, bij kamertemperatuur bros, hard en zuurbestendig, te verwijderen met Toluëen, zie fig. 4.3)

In fig. 4.4 staan etskarakteristieken die verkregen werden door bij verschillende verdunningen en temperaturen de etssnelheid te bepalen.

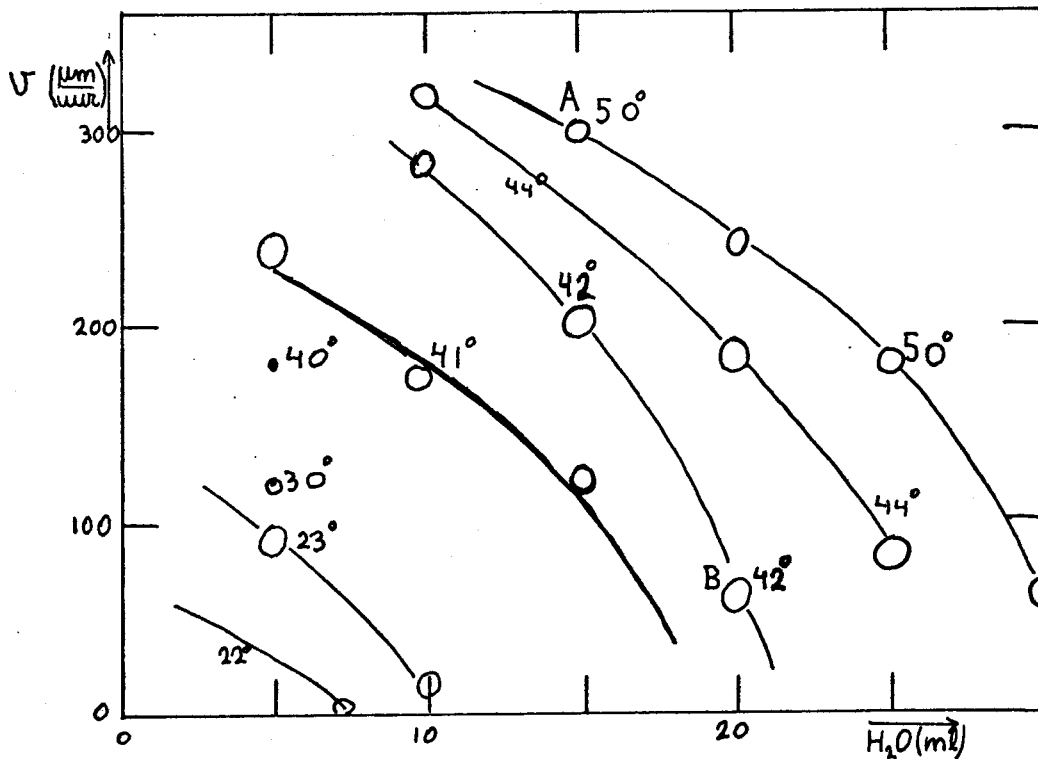


fig. 4.4: De etssnelheid als functie van de hoeveelheid water die toegevoegd werd aan een oplossing van 15 ml HNO<sub>3</sub> (68%) en 45 ml HCl (40%) bij verschillende temperaturen.

Indien men eerst bij een temperatuur van 50 °C en een verdunning van 15 ml water op 60 ml koningswater RVS verwijderd (punt A in fig. 4.4) met de etssnelheid van 300 µm/uur, verkrijgt men een oppervlak dat niet geheel gaaf is. De onregelmatigheden kunnen geëgaliseerd worden



bij een temperatuur van 42 °C en een verdunning van 25 ml water en onder deze condities etst men het laatste deel van het RVS weg. (punt B)

Willen we nu het RVS-substraat onder een semikristallijne laag wegetsen, dan plakken we het substraat eveneens op een microscoopglas, zie fig. 4.5. Het is van belang dat de randen van het substraat afgedekt zijn omdat die sterk aangeëtst worden.

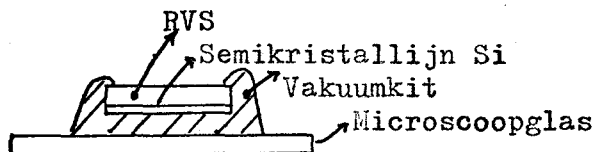


fig. 4.5: Schets van RVS substraat met semikristallijne Silicium geplakt op microscoopglas.

wanneer het RVS verwijderd is, blijkt de semikristallijne laag veel krimpbarsten te bevatten en kromgetrokken te zijn, zie fig. 4.6. De barsten liggen veelal evenwijdig aan elkaar op afstanden van



fig. 4.6: Schets van kromgetrokken semikristallijne Si-laag.

1 tot 5 mm. Lossen we de vakuumkit op met behulp van Tolueen, dan valt de laag in min of meer rechthoekige stukken uit elkaar. De grootste stukken hebben afmetingen van 4 x 5 mm<sup>2</sup> en met een microscoop dient men te controleren of ze vrij zijn van barsten.

#### 4.1.2.2 Het verwijderen van pyrex

Heel wat gemakkelijker dan RVS is pyrex te verwijderen. Dit geschiedt met HF (40%) in een poly-etheenbeker bij kamertemperatuur. Ook hier wordt de semikristallijne laag met vakuumkit afgedekt, maar behoeft niet opgeplakt te worden.

Voor 2 mm pyrex is ongeveer 20 uur nodig en de semikristallijne laag is ook hier kromgetrokken, maar veel minder dan bij gebruik van RVS-substraten. Ook hier wordt met Tolueen de vakuumkit verwijderd. Hoewel er barsten in de laag zitten, liggen die verder uit elkaar dan bij lagen op RVS. De stukken die met de microscoop uitgezocht worden zijn ook groter en hebben afmetingen tot  $6 \times 8 \text{ mm}^2$ .

#### 4.1.2.3 Verwijdering Aluminiumrijke laag

Eerst dekt men de bovenkant af met vakuumkit, terwijl de kant waar het substraat gezeten heeft vrij blijft. Vervolgens houdt men het kristal in een KOH-oplossing (5 gram op 50 ml  $\text{H}_2\text{O}$ ) van  $50^\circ\text{C}$  om vrij Aluminium te verwijderen. Dan nemen we een mengsel van HF (40%),  $\text{HNO}_3$  (68%) en  $\text{CH}_3\text{COOH}$  in de verhouding 1:3:5 om het in het Silicium opgeloste Aluminium te verwijderen.  $\text{HNO}_3$  oxideert vrij Si tot  $\text{SiO}_2$  en HF lost  $\text{SiO}_2$  en eventueel gevormde Silicaten op.  $\text{CH}_3\text{COOH}$  tempert de reactie terwijl het ook eventuele resten van vrij Aluminium verwijdert (18). De vakuumkit is weer op te lossen met Tolueen.

#### 4.2 Preparaten voor Van der Pauw- en Hall-metingen

In het eerste deel van deze paragraaf behandelen we de technologie die gebruikt werd om een plakje semikristallijn Silicium te voorzien van geschikte contacten.

In het tweede deel wordt ingegaan op de montage van het preparaat in de opstelling.

##### 4.2.1 Kontakttechnologie

Met behulp van een sputterproces wordt het semikristallijne Siliciumkristal, dat onder een masker ligt, van vier platina spots voorzien. Het masker is een plaatje Tombac waarin vier gaten ( $\varnothing 800 \mu\text{m}$ ) geboord werden, zó dat ze regelmatig over de omtrek van het kristal verdeeld waren.

Vóórdat het sputterproces begint leggen we het Siliciumkristal in HF om  $\text{SiO}_2$  te verwijderen.

De sputterprocedure is dan als volgt:

Eerst wordt een laag platina gesputterd en volgt een uitstookproces om Platina-Silicide te vormen. Dan heeft men al ohmse kontakten, die echter in de loop van de tijd achteruit gaan. Dit komt omdat er Silicium in het Platina is opgelost dat SiO<sub>2</sub> doet ontstaan op het Platinaoppervlak. Daarom sputteren we over het Platina een laag Goud, waarna weer uitgestookt wordt; het Goud diffundeert hierbij door het SiO<sub>2</sub>.

In tabel 4.1 staan de gegevens over de sputter- en uitstookprocedure.

	<u>SPUTTERCONDITIES</u>					<u>UITSTOOKCONDITIES</u>		
	tijd min.	druk torr	stroom mA	spanning kV	vlakte- weerstand $\Omega/\square$	tijd min.	temperatuur °C	druk torr
Pt	45	$3-5 \cdot 10^{-2}$	2,2	2,2	7	60	350	$10^{-5}$
Au	45	$3-5 \cdot 10^{-2}$	2,2	2,2	7	30	175	$10^{-5}$

tabel 4.1: Sputter- en uitstookcondities.

In tabel 4.2 staan tweepuntsweerstandsen vermeld die gemeten worden als men diverse kontakten gebruikt op semikristallijn Si. Het is illustratief voor effecten die sputteren en uitstoken teweegbrengen.

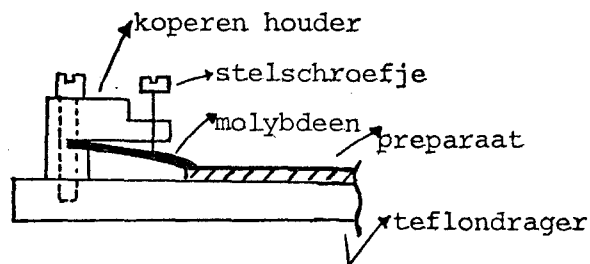
kontakt 1	kontakt 2	$R_{12}$ k $\Omega$
geen	geen	$18 \cdot 10^3$
Pt	Pt	1130
Pt/Au	Pt/Au	250

tabel 4.2:

Tweepuntsweerstandsen gemeten aan semikristallijn Silicium. "geen" betekent: kontaktdraad rechtstreeks op kristal drukken, "Pt" betekent: alleen Pt sputteren + uitstoken en "Pt/Au" betekent: Pt+Au sputteren + uitstoken.

#### 4.2.2 Preparaatmontage

Als kontaktdraden tussen het preparaat en de opstelling gebruiken we molybdeen plaatjes die middels een stelschroefje tegen het preparaat aangedrukt kunnen worden op die plaatsen waar Platina en Goud gesputterd zijn. Dit moet onder een werkloupe geschieden en men dient een ohmmeter te gebruiken om te controleren of er werkelijk elektrisch contact gemaakt wordt. Een en ander is geschetst in figuur 4.7.



*fig. 4.7: Schets van molybdeen contactplaatje in koperen houder met Si-kristal op teflon drager.*

#### 4.3 Preparaten voor contractieweerstandsmetingen

Het substraat hoeft bij deze meetmethode niet te worden verwijderd omdat we de Aluminiumlaag (bij pyrex-substraten) of de Aluminiumlaag met roestvrij staal als achterkontakt gebruiken.

Om de invloed van de oppervlakteruwheid op contractieweerstandsmetingen na te gaan, is een polijstprocedure ontwikkeld. De oppervlakken van semikristallijne Silicium-lagen enerzijds en de oppervlakken van monokristallijne ijkpreparaten anderzijds dienen eenzelfde ruwheid te hebben.

Daarnaast dient er een slijpmethode te zijn waarmee een gedeelte van de te onderzoeken laag verwijderd kan worden om de mogelijkheid tot metingen als functie van de hoogte in de laag te verkrijgen.

#### 4.3.1 Polijsten

De beste resultaten werden gerealiseerd met een draaiende schijf die bespannen is met biljartlaken. Als polijstmiddel werd JIF gebruikt. Het preparaat dient zacht aangedrukt te worden (ongeveer 10 gram/cm<sup>2</sup>).

#### 4.3.2 Slijpen

Indien men meer materiaal van het oppervlak wil weghalen dan bij polijsten gebeurt, neemt men in plaats van biljartlaken nu schuurpapier (nr. 600) met JIF en water op de draaiende schijf. Van belang is, dat men van tijd tot tijd met behulp van een microscoop het oppervlak inspecteert en met een diktemeter het verloop van de dikte volgt.

Wil men een profielmeting doen, dan kan de laag op dezelfde schuurschijf schuin worden afgeslepen onder zeer kleine hoeken door het substraat aan een zijde tegen de schijf aan te drukken in plaats van een gelijkmatige drukverdeling over het oppervlak. Het dikteprofiel is te bepalen met een mikrokator.

Na deze handelingen is het oppervlak te ruw geworden voor spreidingsweerstandsmetingen en dient men over te gaan op polijsten, zoals beschreven in Par. 4.3.1.

5. EXPERIMENTELE RESULTATEN

5.1 In tabel 5.1 wordt een overzicht gegeven van de gebruikte semikristallijne lagen.

preparaat nummer	substraat	opdamp- snelheid $\mu\text{m}/\text{min}$	laag- dikte $\mu\text{m}$	kroes- inhoud: p-type Si 100 $\Omega\text{cm}$	soort meting
6-12-76	RVS	15	50		contractie
9-12-76	RVS	17	55		contractie
1- 2-77	RVS *	32	50	+ 1at% B	v.d. Pauw en Hall
18- 3-77	Pyrex *	21	40	+ 1at% B	v.d. Pauw
2- 9-77	Pyrex *	35	50	+ 1at% B	v.d. Pauw en Hall
14-11-77	Pyrex	25	50	+ 1at% B	contractie

tabel 5.1: Gebruikte semikristallijne lagen.

\* : substraat is verwijderd.

5.2 In tabel 5.2 wordt een overzicht gegeven van de soortelijke weerstand  $\overline{\rho_{xy}}$  zoals die bij kamertemperatuur bepaald werd met de methode van Van der Pauw.

preparaat nummer	$\overline{\rho_{xy}}$ $\Omega\text{cm}$
1- 2-77	1300
18- 3-77	2000
2- 9-77	350

tabel 5.2:

Soortelijke weerstanden.

5.3 De relatieve verandering van de soortelijke weerstand voor preparaat 2-9-77 staat in figuur 5.1 uit als functie van het aangelegde transversale magnetische veld. Geregistreerd werd de verandering van de twee vierpuntsweerstand die nodig zijn voor de bepaling van  $\rho$  volgens de methode van Van der Pauw.

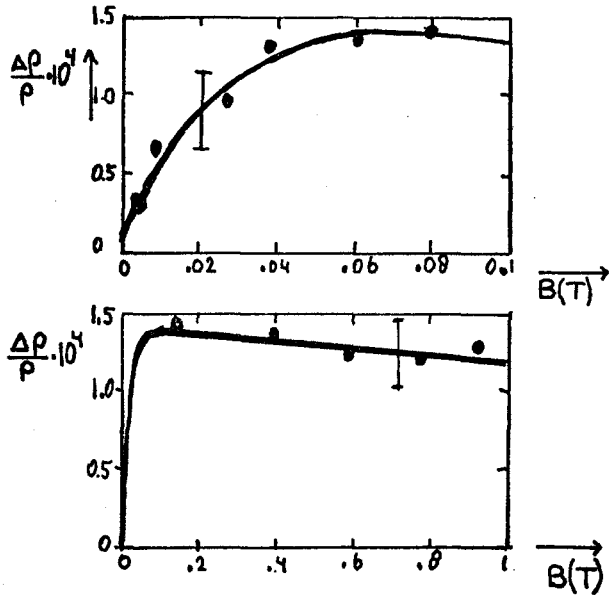


fig. 5.1:

$\frac{\Delta\rho}{\rho}$  voor preparaat 2-9-77 als functie van het magnetisch veld bij kamertemperatuur.

Voor preparaat 2-9-77 staat in figuur 5.2 de gemeten Hall-spanning als functie van het aangelegde magnetisch veld uit voor twee waarden van de preparaatstroom. Uit het teken van de Hall-spanning volgde, dat er sprake was van p-type materiaal. Indien de stroom omgekeerd werd, bleven de waarden van de Hall-spanning consistent.

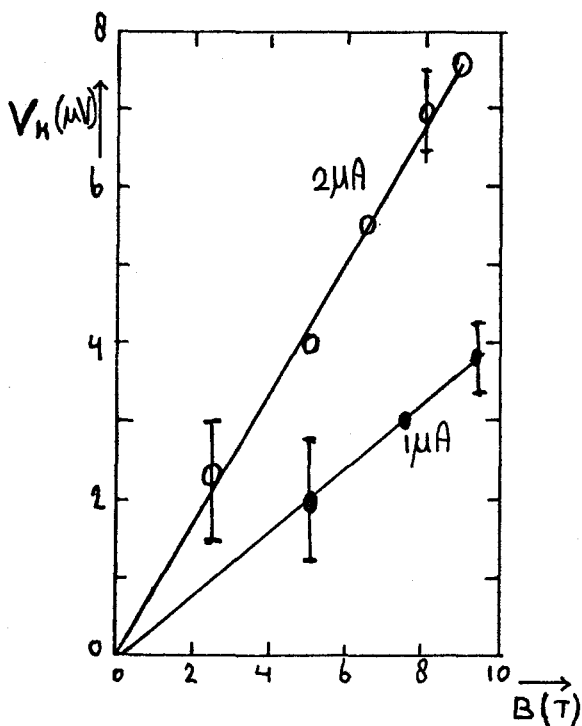


fig. 5.2:

Hall-spanning als functie van het aangelegde magnetisch veld.



foto 1

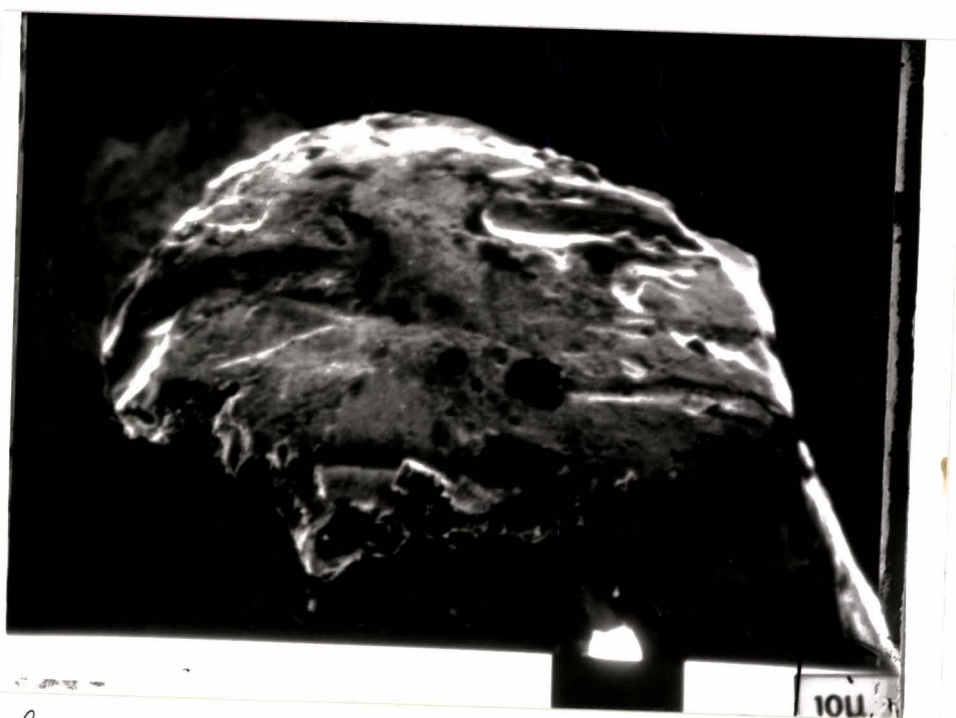


foto 2



5.4 In tabel 5.3 staan de Hall-beweeglijkheden  $\overline{\mu_{Hxy}}$  zoals die met stroomsturing (zie paragraaf 2.12) bepaald werden bij kamertemperatuur.

preparaat	$\overline{\mu_{Hxy}}$ cm <sup>2</sup> /Vs
1-2-77	0,3
2-9-77	0,6

tabel 5.3:  
Hall-beweeglijkheden gemeten  
bij kamertemperatuur.

5.5 Voor de twee preparaten waar zowel  $\overline{\rho_{xy}}$  als  $\overline{\mu_{Hxy}}$  van bepaald werden, staan in tabel 5.4 de volgens formule 2.2.1 van paragraaf 2.2 berekende gemiddelde ladingsdragersconcentratie  $\overline{P}$  bij kamertemperatuur.

preparaat	$\overline{P}$ cm <sup>-3</sup>
1-2-77	$1,6 \cdot 10^{16}$
2-9-77	$3 \cdot 10^{16}$

tabel 5.4:  
berekende  
ladingsdragersconcentraties.

### 5.6 Contractieweerstandsmetingen

1. Het oppervlak van een semikristallijne laag bestaat uit afgeronde kolomhoofden. We kunnen deze oneffenheden verwijderen met de polijst-procedure van paragraaf 4.3.1. Er wordt geen verandering van de contractieweerstand door deze procedure waargenomen. Dat het oppervlak van de Wolframpunt ook niet geheel vlak is moge blijken uit de foto's 1 en 2, die met behulp van een scanning electronen microscoop gemaakt zijn.
2. Van preparaat 6-12-76 werd als functie van de plaats op het oppervlak de contractieweerstand  $R_{W-Si}$  gemeten. Het RVS-substraat diende als tweede kontakt. (Zie figuur 5.3).

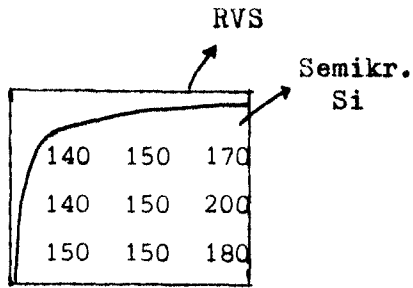


fig. 5.3:

$R_{W-Si}$  in  $k\Omega$  als functie van de plaats op het semikristallijne Si-oppervlak.

De spreiding in de meetwaarden is  $5k\Omega$ .

3. Preparaat 14-11-77 werd op een speciale manier gemaakt omdat het pyrex substraat niet als tweede kontakt kan fungeren. Na het aanbrengen van de Aluminiumlaag op het pyrex, dampst men slechts op een gedeelte van het Al-oppervlak een laag semikristallijn Silicium. Op het vrijliggende Al wordt een laag Pt gesputterd. In figuur 5.4 is een schets gegeven van het bovenaanzicht en een dwarsdoorsnede van preparaat 14-11-77.

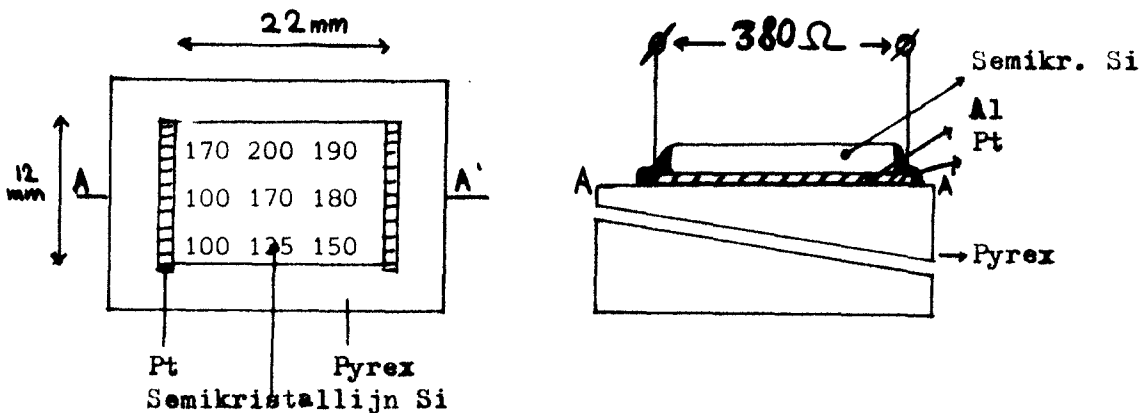


fig. 5.4: Boven- en zijaanzicht van preparaat 14-11-77.

Als functie van de plaats op het oppervlak werd de contractieweerstand gemeten. Dit is in het bovenaanzicht van preparaat 14-11-77 in figuur 5.4 aangegeven. De weerstand tussen de twee platina strips bedroeg  $380\Omega$ .

4. Preparaat 9-12-76 werd schuin afgeslepen en gepolijst volgens de methode van paragraaf 4.3. Op het schuine oppervlak werden

contractieweerstandsmetingen uitgevoerd. Deze staan in figuur 5.5 uit als functie van het aantal  $\mu\text{m}$  semikristallijn-Si dat zich tussen de Wolframpunt en de Aluminiumlaag bevindt. Een schets van het preparaat staat in figuur 5.6.

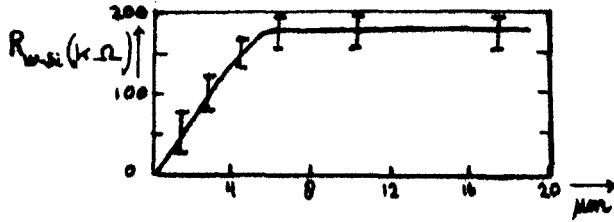


fig. 5.5:  
Contractieweerstand  
als functie van  
de laagdikte.

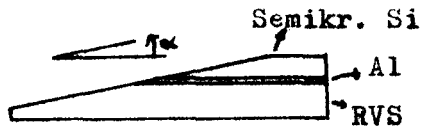


fig. 5.6:  
Schets van schuin-  
afgeslepen laag met  
 $\tan \alpha = 0,004$ .

## 6. DISCUSSIE EN CONCLUSIES

### 6.1 Het kromtrekken van semikristallijne Siliciumlagen

Bij het verwijderen van de substraten bleek, dat de semikristallijne Siliciumlagen kromtrokken (zie fig. 4.6). Dit komt, doordat na het opdammen, tijdens het afkoelen de substraten meer krimpen dan de semikristallijne lagen. Er bestaan namelijk verschillen in de uitzettingscoëfficiënten van RVS, Pyrex en Silicium, zoals te zien is in tabel 6.1.

materiaal	$\alpha \cdot 10^6$ ( $^{\circ}\text{C}$ ) <sup>-1</sup>
1 Si	2,3
2 RVS	10-19
3 Pyrex	3,2
4 Jena Ruhrglas AR	8,5
5 Jena Suprax (3891)	3,9
6 Jena Duranglas (8330)	3,2
7 Glasbake	3,7
8 Kimble	4,9
9 Pyrex	3,3
10 Vycor	0,8
11 Kwarts	0,4

tabel 6.1:  
lineaire thermische  
uitzettingscoëfficiënten  
van Si, van RVS en van  
verschillende glazen.  
1 - 2 (19)  
3 - 6 (22)  
7 - 10 (23)  
11 (22)

Het gevolg hiervan is, dat substraat en Si-laag onder spanning komen te staan, zodat er compressiebarsten in de laag kunnen optreden.

De mate waarin compressiebarsten in de lagen gemaakt op pyrex optreden hangt sterk af van de gebruikte pyrex plaat waaruit het substraat is gesneden.

Bij de glasblazers is bekend dat de aard en de hoeveelheid van de bijmengselen de uitzettingscoëfficiënt van plaat tot plaat aanzienlijk kunnen doen verschillen.

Pyrex is geschikt als substraat voor een zonnecel indien het mogelijk is om met deze bijmengselen de uitzettingscoëfficiënt nagenoeg gelijk te maken aan die van Silicium.

Gesinterde Silicium substraten hebben het voordeel dat hun uitzettingscoëfficiënt gelijk is aan die van Silicium.

### 6.2. De contacten op semikristallijn Silicium

Als er geen Goud op Platina gesputterd wordt, verslechteren de contacten doordat er  $\text{SiO}_2$  gevormd wordt op het Platina-oppervlak (zie paragraaf 4.2.1: Kontakttechnologie). Het gevolg hiervan is, dat er zeer storende stroomfluctuaties gaan optreden, waardoor de uitvoering van Hall-metingen onmogelijk wordt.

### 6.3. Soortelijke weerstands- en Hall-metingen

In deze paragraaf zullen we achtereenvolgens bespreken:

1. De invloed van de opdampsnelheid op de geleidingseigenschappen.
2. De uitvoering van de Hall-metingen.
3. De beweeglijkheid  $\overline{\mu_{H_{xy}}}$  van de lagen.

#### ad 1. De invloed van de opdampsnelheid op de soortelijke weerstand

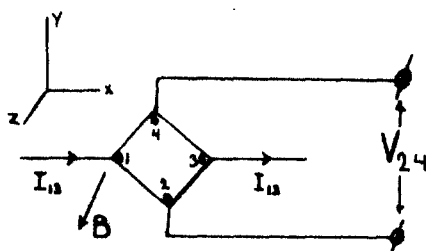
De verschillen in de soortelijke weerstanden  $\overline{\rho_{xy}}$  tussen preparaten 18-3-77 (2000  $\Omega$  cm) en 2-9-77 (350  $\Omega$  cm) worden veroorzaakt door de verschillende opdampsnelheden. Die zijn respectievelijk 21 en 35  $\mu\text{m}/\text{min}$ . (zie tabel 5.1)

Bij hogere opdampsnelheden wordt de Siliciumkroes heter, waardoor er meer Borium meeverdampst zodat de ladingsdragersconcentratie kan toenemen. Daarnaast ontstaat er een hogere oppervlaktetemperatuur van de laag tijdens het opdampen. Hierdoor treedt een intensievere vergroeiing op van de kolommen en dit geeft aanleiding tot een verhoging van de elektrische beweeglijkheid. Door de hogere temperatuur in de laag wordt ook de elektrische activiteit van het Borium verhoogd.

ad 2. De uitvoering van de Hall-metingen

Aanvankelijk werd er gebruik gemaakt van spanningssturing om de stroom, die door het preparaat gaat, te genereren. (zie paragraaf 2.1.2)

De verandering in de vierpuntsweerstand  $R_{13,24}$  uit de Hall-configuratie van fig. 6.1 waren onafhankelijk van de richting van het transversale magnetisch veld. Naast het normale Hall-effekt, dat wel richtings-



afhankelijk is trad er blijkbaar nog een effect op, dat zeer overheersend werkte. Ook werd een afname in de stroom  $I_{13}$  door het preparaat waargenomen, die eveneens onafhankelijk van de richting van het magnetisch veld was.

fig. 6.1: Hall-configuratie

$$\text{met } R_{13,24} = \frac{V_{24}}{I_{13}}$$

Uit het gedrag van  $V_{24}$  en  $I_{13}$  werd geconcludeerd, dat er sprake moest zijn van een

magnetische weerstandsverandering. Door Van der Pauw-metingen uit te voeren met en zonder magnetisch veld is de relatieve verandering van de soortelijke weerstand  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$  gemeten.

Volgens de theorie van de magnetische weerstandsverandering van 2.4.1 zou  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$  kwadratisch van het magnetisch veld moeten afhangen volgens formule 2.15:

$$\frac{\Delta\rho}{\rho} = 3,8 \cdot 10^{-17} \mu^2 B^2$$

en hieruit kan dan de beweeglijkheid  $\mu$  van de ladingsdragers worden afgeleid. Uit fig. 5.3 blijkt, dat  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$  van preparaat 2-9-77 alleen voor kleine B-waarden sterk stijgend is. De kolomstructuur zorgt ervoor, dat de ladingsdragers niet meer klassiek verdeeld zijn omdat de gemiddelde vrije weglengte beperkt wordt. Bovendien is de soortelijke weerstand geen scalaire grootte maar een diagonaaltensor. Hierdoor treden bij relatief lage velden al afwijkingen op met het theoretische verband van  $\frac{\Delta\rho}{\rho}$ .

Toen er werd overgegaan op stroomsturing (zie paragraaf 2.1.2), bleek het normale Hall-effekt wel op te treden, zodat de beweeglijkheid met de methode uit paragraaf 2.1.2 bepaald kon worden.

ad 3. De beweeglijkheid  $\overline{\mu}_{H_{xy}}$  van de semikristallijne Siliciumlagen

Een kolom, die een diameter van 2 to 5  $\mu\text{m}$  heeft, is opgebouwd uit intensvergroeiende fibrillen met een diameter van 0,1 tot 0,3  $\mu\text{m}$ .

Indien we stellen, dat de gemiddelde vrije weglengte  $\lambda$  in semikristallijn Si bepaald wordt door de diameter van de fibrillen,

kunnen we onze gemeten  $\mu_{H_{xy}}$ -waarden toetsen aan het model van Anderson van paragraaf 2.3.1. Voor de beweeglijkheid  $\mu$  geldt dan, dat

$$\mu = \frac{q\lambda\bar{c}}{4kT} = \frac{q\lambda}{4kT} \cdot \left( \frac{2kT}{\pi m_i^*} \right)^{1/2}.$$

Indien we invullen:  $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$$\lambda = 10^{-7} \text{ m}$$

$$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$$

$$T = 300 \text{ K}$$

$$m_i^* = m_0 = 0,9 \cdot 10^{-30}$$

dan geldt:  $\mu \approx 500 \text{ cm}^2/\text{Vs}$ . Het is duidelijk, dat met het model van Anderson onze  $\overline{\mu}_{H_{xy}}$  van  $0,6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  niet te verklaren is.

Het model van Volger van paragraaf 2.3.2 geeft slechts een formele beschrijving van een polykristallijn materiaal. Met de uitdrukking voor de effectieve beweeglijkheid kunnen we berekenen, dat de kristallietgrenzen hoogohmig zijn maar het mechanisme, waarom de kristallietgrenzen een hoge soortelijke weerstand hebben wordt niet aangegeven. Volgens Kamins geldt voor de gemeten beweeglijkheid  $\overline{\mu}_H$ :  $\overline{\mu}_H = \frac{\overline{\mu}_H}{\overline{\rho}}$  (formule 2.1.3) waaruit blijkt, dat een hoge  $\overline{\rho}$  samenhangt met een lage  $\mu_H$ .

In de modellen van Kamins en Seto waar traps op de kristallietgrenzen aanwezig worden verondersteld (paragrafen 2.3.3 en 2.3.4) wordt wel een fysische beschrijving gegeven. Volgens Seto geldt voor de effectieve beweeglijkheid  $\mu_{\text{eff}}$  in een eendimensionaal model volgens formule 2.1.6:

$$\mu_{\text{eff}} = Lq \left( \frac{1}{2\pi m_i^* kT} \right)^{1/2} \cdot \exp\left( \frac{-E_B}{kT} \right)$$

Met  $\mu_{\text{eff}} = 0,6 \text{ cm}^2/\text{Vs}$

$L = 10^{-7} \text{ m}$  (fibrildiameter)

$m^* = 0,9 \cdot 10^{-30} \text{ kg}$

$k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ JK}^{-1}$

$T = 300 \text{ K}$

$q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}$

$E_B = qV_B$

volgt hieruit voor  $V_B$ :  $V_B = 0,2 \text{ Volt}$ .

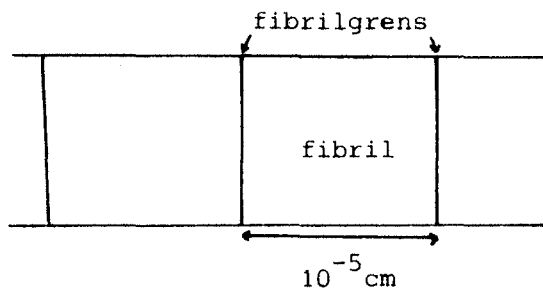


fig. 6.2: Eéndimensionale kristalstructuur

Indien een deel van de kristalliet depletiegebied zou zijn, geldt volgens formule 2.1.5:  $V_B = \frac{qQ_t^2}{8\epsilon N}$

met  $V_B = 0,2 \text{ Volt}$

$\epsilon = 10,8,9 \cdot 10^{-14} \text{ F/cm}^2$

$N = 3 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$  (uit tabel 5.4)

volgt hieruit voor het aantal traps/cm<sup>2</sup> ter plaatse van de kristallietgrenzen:  $Q_t = 5 \cdot 10^{11} / \text{cm}^2$ .

Een fibril heeft een breedte  $L$  van  $10^{-5} \text{ cm}$ , hetgeen betekent, dat er met een ladingsdragersconcentratie  $N$  van  $3 \cdot 10^{16} / \text{cm}^3$  slechts  $3 \cdot 10^{11}$  ladingsdrager/cm<sup>2</sup> aanwezig zijn.

Dit betekent, dat de traps niet volledig gevuld worden en dat vrijwel de gehele kristalliet door het depletiegebied wordt



ingenomen. De beweeglijkheid en daardoor ook de soortelijke weerstand in het xy vlak wordt dus bepaald door de potentiaal barrières die bestaan ter plaatse van de geladen kristallietgrenzen.

Om deze beweeglijkheid te verhogen zal de ladingsdragersconcentratie moeten worden opgevoerd. Hierdoor worden de potentiaal barrières smaller en de effectieve ladingsdragersconcentratie in de kristallieten wordt verhoogd. Een verdere verhoging van de beweeglijkheid zal verkregen worden door de trapdichtheid  $Q_t$  te verlagen.

In fig. 6.3 staat het verloop van de beweeglijkheid als functie van de dotering zoals dat door een aantal auteurs gevonden wordt.

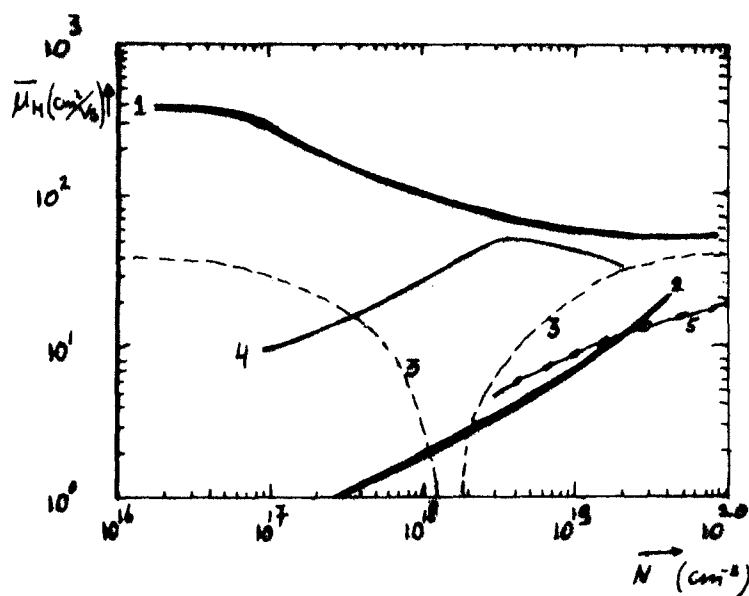


fig. 6.3: De beweeglijkheid  $\bar{\mu}_H$  als functie van de dotering.

- 1 P-type Mono Si, volgens King et. al. (24)
- 2 P-type polykristallijn Si, volgens King et. al. (24)
- 3 P-type polykristallijn Si, volgens Seto (12)
- 4 P-type polykristallijn Si, volgens Kamins (11)
- 5 N-type polykristallijn Si, volgens Lieblisch en Bar-Lev (25)

Uit fig. 6.3 blijkt, behalve voor het geval van Seto, dat de beweeglijkheid inderdaad toeneemt met een toenemende dotering.

In tabel 6.2 wordt een overzicht gegeven van de eigenschappen van dunne Siliciumlagen die op een substraat zijn aangebracht. Geen van de in de tabel aangegeven methoden geeft lagen die dikker zijn dan  $2\ \mu\text{m}$ .

auteur	proces	substraat	temp. °C	opdamp snelheid $\mu\text{m}/\text{min.}$	laagdikte $\mu\text{m}$	structuur	dotering $\text{cm}^{-3}$	soort. weerstand $\Omega\ \text{m}$	beweeg- lijkheid $\text{cm}^2/\text{Vs}$
Shewchun (26)	ESV	mono-Si	700-750	0,018-0,06	0,2-0,5	epitaxiaal	$10^{18}$ - $10^{19}$	$2,36 \cdot 10^{-2}$ $1,45 \cdot 10^{-2}$	102 80
King (24)	ESV	N-type Si+ 0,8 mSiO <sub>2</sub>	25-850	0,018-0,06	0,25	polykrist. 650°C	$2 \cdot 6 \cdot 10^{18}$		20
Liebllich/ Bar-Lev (25)	CVD	mono-Si	800	1-0,6	1-1,5	polykrist.	$210^{18}$ $4 \cdot 10^{20}$	$1 \cdot 10^{-3}$	8-40
Moore (27)	DC ont- lading in diborane	metaal + SnO <sub>2</sub> coating				amorf	$1,25 \cdot 10^{14}$	$10^8$	$5 \cdot 10^{-4}$
Cowher/ Sedgwick (28)	CVD	mono + 1,3 $\mu\text{m}$ SiO <sub>2</sub> fused Quartz Saphire	650-840	0,06-0,25	2	polykrist.	undoped dope tij- dens groei dope door diffusie	$10^6$	<<1 10 30

tabel 6.2: Overzicht van de eigenschappen van dunne Siliciumlagen.

ESV = elektronenstraal verdampproces

CVD = chemical vapour deposition

Voor semikristallijne lagen is het te verwachten, dat een temperatuurbehandeling de structuur van de laag zal verbeteren en de elektrisch actieve Borium-concentratie zal verhogen. Dit laatste zal de effectieve beweeglijkheid doen toenemen.

#### 6.4 Contractieweerstandsmetingen

Alvorens over te kunnen gaan op de interpretatie van de meetresultaten uit hoofdstuk 5, dienen we eerst de ijkgrafiek uit fig. 3.5 te bespreken.

De helling van deze grafiek is ongelijk aan één, hetgeen duidt op een afwijking van de relatie voor de contractieweerstand  $R = \frac{\rho}{4a}$ . Uit de foto's van de punt uit paragraaf 5.6 valt te concluderen, dat de straal maximaal  $25 \mu\text{m}$  bedraagt.

In fig. 6.3 staat de ijkgrafiek uit fig. 3.5 nogmaals geschetst, met daarin tevens het theoretische verloop volgens  $R = \frac{\rho}{4a}$  van twee ijkcurves indien de contactstraal  $a$  respectievelijk  $2,5 \mu\text{m}$  en  $25 \mu\text{m}$  zou zijn.

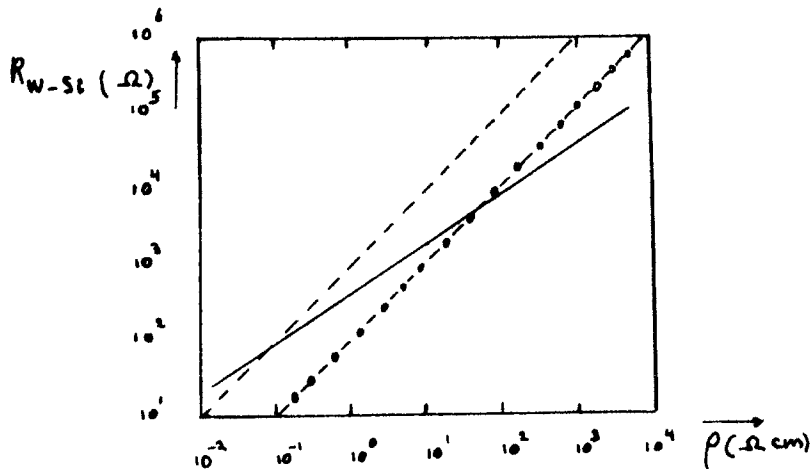


fig. 6.3: Ijkgrafieken.

- experimenteel
- theoretisch,  $a = 2,5 \mu\text{m}$
- theoretisch,  $a = 25 \mu\text{m}$

Uit fig. 6.3 blijkt, dat voor  $\rho > 100 \Omega\text{cm}$  de waarden van  $R_{W-Si}$  die experimenteel bepaald werden, lager uitkomen dan de laagst mogelijke theoretische waarden (als  $a = 25 \mu\text{m}$ ). Nu blijkt uit paragraaf 5.6.1,

dat verlaging van de oppervlakteruwheid geen verlaging van de contractieweerstand tot gevolg had hetgeen erop duidt, dat er geen groter kontaktoppervlak ontstond door het polijsten. Dat wil zeggen, dat er slechts een aantal kleine raakvlakken als kontaktoppervlak fungeren. Dit geeft een verlaging van de effectieve waarde van de contactstraal  $a$  zodat de theoretisch verwachte waarde van de contractieweerstand nog hoger wordt. Het enige mechanisme waarmee de lage waarden van  $R_{W-Si}$  verklaard kunnen worden is injectie. Hierbij gaan elektronen uit de Wolframpunt naar het Silicium en er vindt een schijnbare vergroting van de contactstraal plaats, waardoor een lagere contractieweerstand gemeten wordt (zie fig. 6.4).

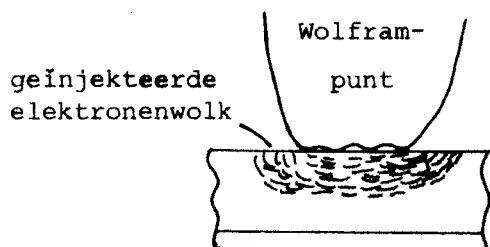


fig. 6.4:  
Wolframpunt op Si-laag met injectie van elektronen.

Beschouw nu de (IV)-karakteristieken in fig. 6.5. Deze zijn overgenomen uit fig. 3.4 maar hier is schematisch aangegeven, hoe het gemeten verband opgebouwd is uit een serieschakeling van de Wolfram-Silicium-diode-overgang en de contractieweerstand.

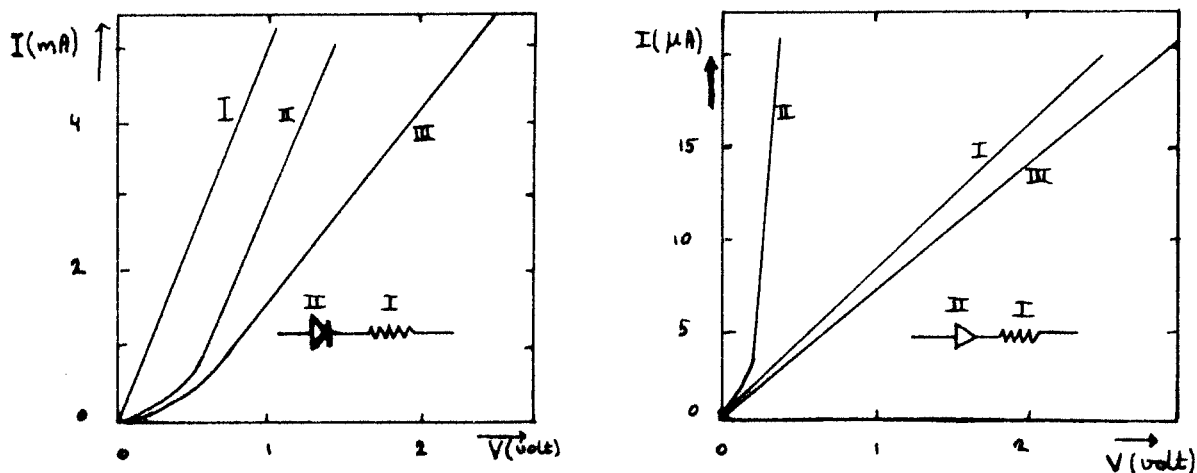


fig. 6.5: Voor  $\rho = 1 \Omega \text{cm}$  en voor  $\rho = 7000 \Omega \text{cm}$  staan aangegeven, hoe het gemeten verloop van de (IV)-karakteristiek van de serieschakeling (III) opgebouwd is uit de (IV)-karakteristiek van de diode (II) en de (IV)-karakteristiek van de contractieweerstand (I).

Het verschil tussen de karakteristieken uit fig. 6.5 is, dat bij  $\rho = 1 \Omega\text{cm}$  bijdrage II van de W-Si diode-overgang groot is ten opzichte van contractieweerstandsbijsdrage I terwijl bij  $\rho = 7000 \Omega\text{cm}$  dat juist omgekeerd is. Dit komt omdat voor p-type materialen met een hoge soortelijke weerstand geldt, dat de verzadigingstroom  $I_0$  hoog is, zodat de stroom I door de overgang relatief sterk zal stijgen bij een aangelegde spanning V. Het verloop van I gaat volgens

$$I = I_0 \left( \exp \left( \frac{qV}{kT} \right) - 1 \right)$$

We kunnen dus concluderen, dat de (I-V)-karakteristiek van een Wolfram-Siliciumovergang wordt bepaald door het diodekarakter van de overgang zelf en de contractieweerstand, waarvoor als contactstraal een effectieve straal genomen dient te worden indien er injectie optreedt.

Bij het afleiden van formule 2.12 voor de contractieweerstand van een punt op een anisotroop medium is echter stilzwijgend verondersteld, dat er géén injectie plaats vindt en dat er geen spanningsval over de Wolfram-Siliciumovergang bestaat.

Als gevolg van de aangelegde spanningen van 1 tot 3 Volt treedt er wel injectie op, zodat we formule 2.12:

$$R = \frac{(\rho_x \cdot \rho_z)^{\frac{1}{2}}}{4a} \cdot \text{CF} \left( \frac{t}{a} \left( \frac{\rho_z}{\rho_x} \right)^{\frac{1}{2}} \right)$$

niet mogen gebruiken voor de bepaling van  $\rho_z$ .

Toch blijft de soortelijke weerstand van het materiaal vlak onder de Wolframpunt mede bepalend voor de weerstand tussen de punt en de geleidende onderlaag. Dit maakt het mogelijk om semikristallijne lagen onderling te vergelijken, de homogeniteit van één laag te bepalen en ook profielmetingen uit te voeren (zie fig. 5.3, 5.4 en 5.5). Met behulp van de profielmetingen kunnen we een indruk krijgen van de elektrische activiteit van het Aluminium onder in de laag. Uit fig. 4.2 blijkt, dat in de Aluminiumrijke laag de Al-concentratie enkele at% bedraagt. Volgens Irvin (29) zou de soortelijke weerstand gelijk aan  $10^{-3} \Omega\text{cm}$  moeten zijn. We vinden echter al bij een laagdikte van  $2 \mu\text{m}$  voor preparaat 9-12-76 met RVS substraat een contractieweerstand van  $50\text{k}\Omega$  (zie fig. 5.5) hetgeen volgens de ijkgrafiek van fig. 3.5 duidt op een veel hogere soortelijke weerstand. (Hier is de

verlaging van de contractieweerstand door de aanwezigheid van het RVS substraat onder de  $2\mu\text{m}$  dikke semikristallijne laag buiten beschouwing gelaten omdat we de anisotropieverhouding  $\rho_x / \rho_z$  niet kennen). Het opgeloste Aluminium is kennelijk maar in zeer geringe mate elektrisch actief.

Ook bij lagen die op pyrex gemaakt zijn is het Aluminium slechts zeer weinig actief. Dit blijkt uit fig. 5.4, waar de tweepuntsweerstand tussen twee Platina-strips  $380\ \Omega$  bedraagt. Indien we voor de laagdikte van de Aluminiumrijke laag  $2\mu\text{m}$  nemen dan vinden we voor de gemiddelde soortelijke weerstand van deze laag  $4 \cdot 10^{-2}\ \Omega\text{cm}$ . Dit is hoger dan de waarde van  $10^{-3}\ \Omega\text{cm}$ , die op grond van Irvin bij een inbouw van 1 at% Al verwacht wordt. Ook hier geldt, dat door een temperatuurbehandeling de concentratie elektrisch actieve dope te verhogen is.

Conclusie: Om met behulp van contractieweerstandsmetingen informatie te verkrijgen over de soortelijke weerstand van de semikristallijne lagen in de richting van de kolommen, dienen de metingen zonder injectie te worden uitgevoerd. Dat wil zeggen, dat met zeer lage aangelegde spanningen (10mV) gewerkt moet worden.

LITERATUUR

1. H. Fischer, Proc. Photovoltaic Solar energy conf. Luxembourg 1977.
2. L. van der Pauw, Philips Res. Repts. 13, 1 (1958).
3. P. Schnabel, Z. Angew. Phys. 22 bnd 2, 136 (1967).
4. R. Holm, Electric Contacts, Theory and Applications, Springer Verlag, Berlin, 1967.
5. P. Severin, Proc. Spreading Resistance Symposium 1974, 32 (1974).
6. L. van der Pauw, Philips Res. Repts. 16, 187 (1961).
7. R. Smith, Semiconductors, Cambridge University Press (1959)
8. J.C. Anderson, Adv. Phys. 19, 311 (1970).
9. J.C. Anderson, Vakuum 27, 263 (1977).
10. J. Volger, Phys. Rev. 79, 1023 (1950).
11. T. Kamins, J. Appl. Phys. 42, 4357 (1971).
12. J. Seto, J. Appl. Phys. 46, 5247 (1975).
13. L. Davis, Phys. Rev. 56, 93 (1939).
14. F. Seitz, Phys. Rev. 79, 372 (1950).
15. G. Pearson and H. Suhl, Phys. Rev. 83, 768 (1951).
16. J. Drabble and R. Wolfe, J. Electron. Contr. 3, 259 (1957).
17. R. Bate, J. Bell and A. Beer, J. Appl. Phys. 32, 806 (1961).
18. Handbook of Chem. and Physics, 53rd ed., B 63, 64, 133 (1972 - 1973).
19. Thermophysical Properties of Matter 12.
20. G. Hermkens, Opgedamppte Al-kontakten op Silicium, Stageverslag VVS, THE (1976).
21. N. Hannay, Semiconductors, Reinhold Publishing Corp., New York (1960).
22. F. Kohlrausch, Praktische Physik bnd 3, 10. Teubner Stuttgart (1968).
23. Handbook of Chem. and Phys., 42nd ed., 2246.
24. F. King et. al., Solid State Electr. 16, 701 (1973).
25. Z. Lieblich and A. Bar-Lev, Phosphorous-Doped Polysilicon Growth, Israel Institute of Technology, Haifa, Israel.
26. J. Shewchun and F. King, Solid State Electr. 15, 775 (1972).
27. A. Moore, Appl. Phys. Letters 31, 762 (1977).
28. M. Cowher and T. Sedgwick, J. Electrochem. Soc. 119, 1565 (1972).
29. J. Irvin, Bell System Techn. J. 41, 387 (1962).
30. P. van Emden, Een meetopstelling voor de bepaling van de soortelijke weerstand en Hall-beweeglijkheid van polykristallijne Siliciumlagen, Stageverslag VVS, THE (1977).

In deze bijlage zullen twee elementen uit de opstelling voor de Van der Pauw- en de Hall-metingen uit paragraaf 3.1 behandeld worden:

1. De stroombron S en de registratie van de preparaatstroom I.
2. De verschilversterkereenheid V.V. en de registratie van de verschilspanning  $\Delta V$ .

Voor informatie over de magneetsturing wordt naar het stageverslag Ad 1. van P. van Emden (30) verwezen.

Voor het uitvoeren van Hall-effekt-metingen is een zeer stabiele preparaatstroom I nodig. Deze werd verkregen met behulp van de schakeling die in fig. 1 is geschetst.

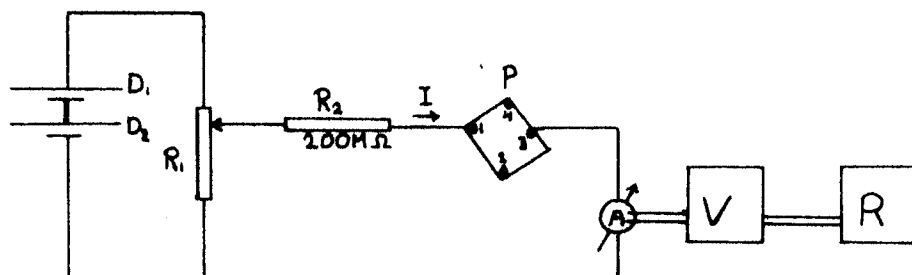


fig. 1: Schema van stroombron en -registratie.

Hierin is D<sub>1</sub>, D<sub>2</sub> Deltavoeding 300V

R<sub>1</sub> potmeter, 100k

R<sub>2</sub> weerstand, 200MΩ

P preparaat

A Keithley 414A pico ampèremeter

V differentiële voltmeter Fluke 895A

R Moseley (x-t)-recorder

Al Aluminium doos.

Omdat de weerstand van preparaat P ongeveer 150kΩ is en de Ampèremeter A laagohmig is, wordt stroom I volledig bepaald door R<sub>2</sub>, die een weerstand van 200MΩ heeft. R<sub>2</sub> is in een Aluminium doosje geplaatst, dat op een temperatuur van 50°C gebracht wordt om te voorkomen, dat temperatuurschommelingen van de omgeving de weerstandswaarde van R<sub>2</sub> veranderen.



De registratie van stroom I geschiedt met behulp van een (x-t)-recorder R. Deze schrijft het signaal dat afkomstig is van de recorderuitgang van een differentiële voltmeter V, die op zijn beurt weer aangesloten is op de recorderuitgang van ampèremeter A. De stabiliteit van I is beter dan 1 op  $10^5$ .

ad 2.

De verschilspanning  $\Delta V$  uit figuur 3.1 wordt eveneens geregistreerd met behulp van een (x-t)-recorder R. De signalen die afkomstig zijn van de unity gain uitgangen van de nulindikatoren  $E_1$  en  $E_2$  worden eerst versterkt met behulp van een verschilversterkereenheid V.V., waarvan het schema in fig. 2 geschetst is.

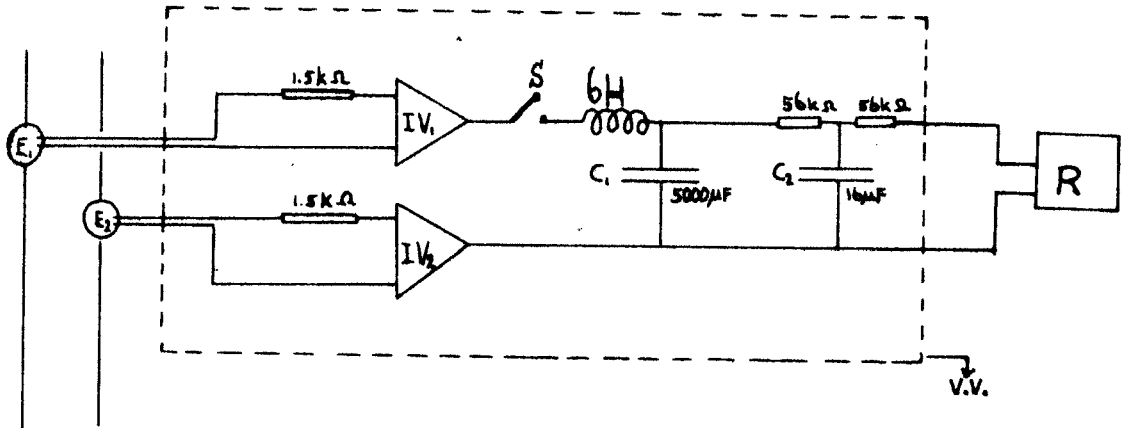


fig. 2: Schema van de verschilversterkereenheid V.V.

Hierin is  $E_1, E_2$  PAR 135  
 $IV_1, IV_2$  Isolatieversterkers Fluke A-88  
R (x-t)-recorder

Het verschilsignaal tussen de punten A en B in fig. 2 bevat naast de gelijkspanningsinformatie  $V$  relatief veel ruis. Met het LRC-netwerk, dat als een laag doorlaatfilter fungeert, wordt de signaal-ruisverhouding aanzienlijk verbeterd.

De schakelaar S wordt bij de uitvoering van een Hall-meting pas gesloten, nadat de verandering van het magnetisch veld heeft plaatsgevonden. Dan wordt condensator  $C_1$  niet opgeladen ten gevolge van de inductiespanning die ontstaat in het meetcircuit.