

MASTER

De spectrale quantum-efficiency van het interne fotoelektrische effect in indium-antimonide bij 77K

Vosters, A.

Award date:
1984

[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

Take down policy

If you believe that this document breaches copyright please contact us providing details, and we will remove access to the work immediately and investigate your claim.

DE SPECTRALE QUANTUM-EFFICIENCY VAN
HET INTERNE FOTOËLEKTRISCHE EFFECT
IN INDIUM-ANTIMONIDE BIJ 77K.

A. VOSTERS

Afstudeerverslag van het werk dat verricht is in de groep Halfgeleiderfysica
van de Vakgroep Vaste stof.

Afstudeerhoogleraar: prof. dr. M.J. Steenland

Afstudeerbegeleider: dr. R.G. van Welzenis

JUNI 1984

Samenvatting

De quantum-efficiency van het interne fotoëlektrische effect in InSb is door middel van fotogeleiding gemeten voor fotonenergieën 0.2-1 eV. Deze blijkt nagenoeg constant te zijn voor fotonenergieën kleiner dan 0.65 eV. De zwakke stijging in de quantum-efficiency voor $h\nu > 0.65$ eV is in feite te klein om met de gegeven meetnauwkeurigheid vast te stellen. De berekening van de quantum-efficiency die we opnieuw uitgevoerd hebben met een betere uitdrukking voor de overlapintegraal van elektrontoestanden uit de geleidingsband en de zware gatenband, bevestigt die zwakke stijging voor $h\nu > 0.65$ eV. Omdat de quantum-efficiency nauwelijks van 1 afwijkt is de impact-ionisatie-waarschijnlijkheid van een hoog energetisch elektron veel kleiner dan tot nu toe op grond van vroegere quantum-efficiency metingen en berekeningen is aangenomen.

Grootste moeilijkheid bij de experimentele bepaling van de quantum-efficiency is de invloed die de toestand van het belichte preparaat-oppervlak heeft op de metingen. Een analyse van in de literatuur beschreven experimentele resultaten laat zien dat een oxidehuid op het belichte preparaat-oppervlak onverwachte effecten kan introduceren.

Een belangrijk punt is verder de spectrale gevoeligheid van de detector waarmee het aantal fotonen wordt gemeten dat bij elke fotonenergie het preparaat binnendringt om daar de hoog energetische elektronen aan te slaan.

Inhoud

I	Inleiding	1
	I.1 Verklaring titel	1
	I.2 Aanleiding tot het experiment	2
	I.3 Overzicht afstudeerwerk	3
II	Berekening van de spectrale quantum-efficiency	5
	II.1 Bandenstructuur	5
	II.2 Algemene beschouwingen	12
	II.3 Interbandabsorptie	15
	II.4 Impact-ionisatie	18
	II.5 Berekening overlapintegraal $\left \int_{v_1 k_4}^{c k_3} \right $	22
	II.6 Polaire optische fononenverstrooiing	24
	II.7 Resultaat berekening	27
III	Stationaire fotogeleiding	29
IV	Experiment	32
V	Meetresultaten	38
VI	Diskussie	48
	VI.1 Diskussie meetresultaten	48
	VI.2 Literatuur: fotogeleiding aan geöxideerde InSb-preparaten	50
	VI.3 Literatuur: vroegere quantum-efficiency metingen	53
VII	Conclusies	56
	Appendix A: elementen van de puntgroep T_d	57
	Appendix B: overlapintegralen	58
	Appendix C: optisch matrixelement	61
	Appendix D: berekening $w_i(k_1)$; uitwerking integraal	63
	Referenties	65
	Symbolenlijst	69

I. Inleiding

I.1 Verklaring titel

InSb is een III-V halfgeleider met een kleine directe bandafstand van 225meV bij 77K [1]. Vanwege die kleine bandafstand is InSb bij kamertemperatuur een ontaarde halfgeleider (semi-metaal). Daarom wordt gemeten bij vloeibare stikstof temperatuur, waarbij InSb zich als een "normale" halfgeleider gedraagt.

Als de halfgeleider met licht van voldoende korte golflengte bestraald wordt ($\lambda < 5.5 \mu\text{m}$ of $h\nu > 225\text{meV}$), is de overgang van een elektron vanuit de valentieband naar de geleidingsband mogelijk: creatie van een elektron-gat paar. Dit proces heet interbandabsorptie.

Voor fotonenergieën tussen 1 en 2 maal de bandafstand kan op grond van energiebehoud slechts 1 elektron-gat paar per foton gecreëerd worden. Als de fotonenergie groter is dan ongeveer 2 maal de bandafstand bestaat de mogelijkheid dat het hoog in de geleidingsband aangeslagen elektron door middel van impact-ionisatie een 2e elektron-gat paar creëert. Het hoog energetische elektron botst in dat geval met een elektron uit de valentieband, dat daarbij zoveel energie uit de botsing verkrijgt, dat het ook de overgang naar de geleidingsband maakt.

Een 2e mogelijkheid is echter dat het hoog energetische elektron energie verliest aan het rooster als gevolg van verstrooiing door fononen, waarbij geen 2e elektron-gat paar ontstaat.

Het effect dat een foton in het inwendige van een halfgeleider extra vrije elektronen (en gaten) maakt heet het interne fotoëlektrische effect. De levensduur van de extra elektron-gat paren (orde van grootte $1 \mu\text{s}$) is veel groter dan de tijdconstanten voor de energieverliesprocessen (orde van grootte 10 ns), zodat de volgende definitie zin heeft:

De quantum-efficiency van het interne fotoëlektrische effect is het aantal extra vrije elektron-gat paren per geabsorbeerd foton. Deze quantum-efficiency is een functie van de fotonenergie. In het vervolg zal de term quantum-efficiency of $\kappa(h\nu)$ gebruikt worden als afkorting van de volledige titel.

I.2 Aanleiding tot het experiment

Uit het experimentele verband tussen de quantum-efficiency en de fotonenergie willen we meer te weten komen over de impact-ionisatie-waarschijnlijkheid van een hoog energetisch elektron [2]. De interesse voor die impact-ionisatie-waarschijnlijkheid is voortgekomen uit vroeger werk. Het impact-ionisatie proces speelt namelijk ook een rol in het avalanche-effect. Daarbij winnen elektronen energie uit een elektrisch veld, sommigen zoveel dat ze in staat zijn om een impact-ionisatie te veroorzaken. Het aantal ladingdragers neemt boven een bepaald elektrisch veld lawineachtig toe. De generatiefrequentie van extra ladingdragers als functie van het aangelegde elektrische veld is de grootte die bij dat proces van belang is. In de werkeenheid "hete elektronen" is in het verleden uitgebreid onderzoek gedaan naar het avalanche-verschijnsel in InSb bij 77K [3,30]. Met een uit oudere quantum-efficiency experimenten [40] verkregen impact-ionisatie-waarschijnlijkheid en met bestaande enigszins aangepaste theorieën zijn generatiefrequenties uitgerekend die redelijk lijken overeen te stemmen met de experimentele resultaten [3].

Vroegere quantum-efficiency experimenten geven echter geen eenduidige resultaten te zien; bovendien lijken ze niet erg betrouwbaar. Dat is de aanleiding geweest om zelf quantum-efficiency metingen te gaan doen [4]. In dit afstudeerwerk worden nieuwe en betrouwbaardere metingen gerapporteerd. Tevens wordt een nieuwe schatting berekend voor de impact-ionisatie-waarschijnlijkheid van een hoog energetisch elektron.

I.3 Overzicht afstudeerwerk

Er is gebruik gemaakt van het quasi-stationaire fotogeleidingsexperiment om de quantum-efficiency experimenteel te bepalen. De experimentele opstelling waarin het InSb-preparaat geplaatst wordt (figuur 1 blok I) wordt beschreven in hoofdstuk IV.

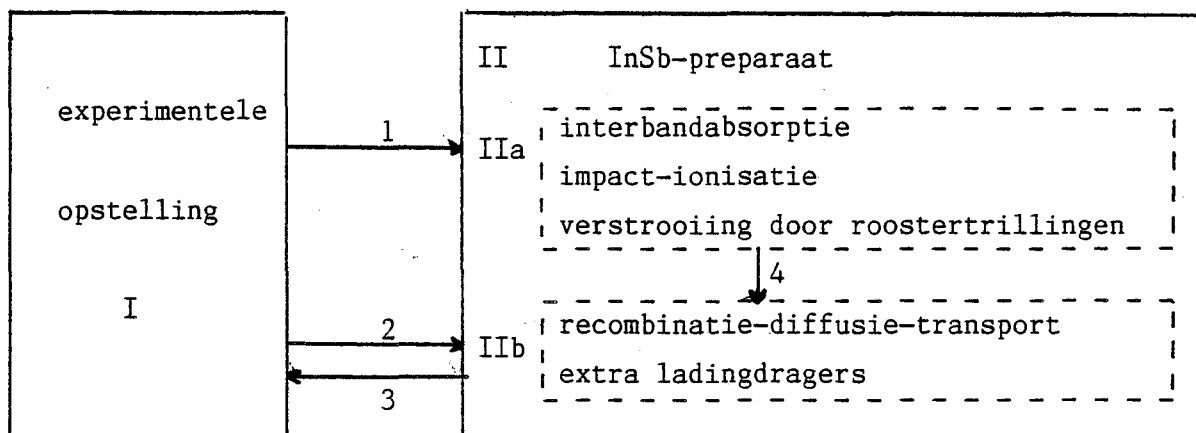
De processen die zich bij het experiment in de halfgeleider afspelen zijn te verdelen in 2 categorieën (figuur 1 blok IIa,b). De processen uit blok IIa bepalen de quantum-efficiency $\eta(h\nu)$ en zullen aan de orde komen in hoofdstuk II, waar de berekening van de quantum-efficiency als functie van de fotonenergie wordt beschreven. Daarbij komt een lagere waarschijnlijkheid voor het impact-ionisatieproces naar voren dan tot dusver is aangenomen.

De processen uit blok IIb bepalen het verband tussen de quantum-efficiency en de meetresultaten van het fotogeleidingsexperiment. Dit verband zal in hoofdstuk III aan de orde komen. De tijdschaal van de processen uit blok IIb is veel langer dan die van de processen uit blok IIa, waardoor een gescheiden beschrijving van de processen uit beide blokken mogelijk is.

In hoofdstuk V zijn de meetresultaten terug te vinden. Deze wijken nogal sterk af van resultaten uit oudere metingen. We meten een quantum-efficiency die nagenoeg constant is voor fotonenergieën tussen 1 en 3 keer de bandafstand, terwijl oudere metingen een stijging van de quantum-efficiency te zien gaven voor fotonenergieën groter dan $2\frac{1}{2}$ keer de bandafstand [40]. Dat wijst er wederom op dat de kans voor een hoog energetisch elektron om een impact-ionisatie te veroorzaken kleiner is dan tot nu toe is aangenomen.

In hoofdstuk VI bespreken we waardoor quantum-efficiency metingen mogelijk verkeerd kunnen gaan en hopen we aan te tonen dat onze metingen betrouwbaarder zijn dan oudere quantum-efficiency metingen. Een mogelijke verklaring voor de inconsistentie in de oudere metingen is dat de spectrale gevoeligheid van de fotodetector, waarmee het aantal ingestraalde fotonen gemeten wordt, niet voldoende nauwkeurig bekend was. De belangrijkste oorzaak voor de inconsistentie is echter ongetwijfeld de toestand van het belichte halfgeleideroppervlak. De extra ladingdragers worden namelijk op korte afstand van dat oppervlak (orde van grootte $1 \mu\text{m}$) gecreëerd en een groot gedeelte van die extra ladingdragers recombineert ook aan dat oppervlak. De invloed van oxidatie van het halfgeleideroppervlak is in de oudere quantum-efficiency metingen waarschijnlijk te zeer onderschat.

In hoofdstuk VII worden tenslotte de eindconclusies getrokken uit dit afstudeerwerk.



Figuur 1. Blokschema bepaling quantum-efficiency

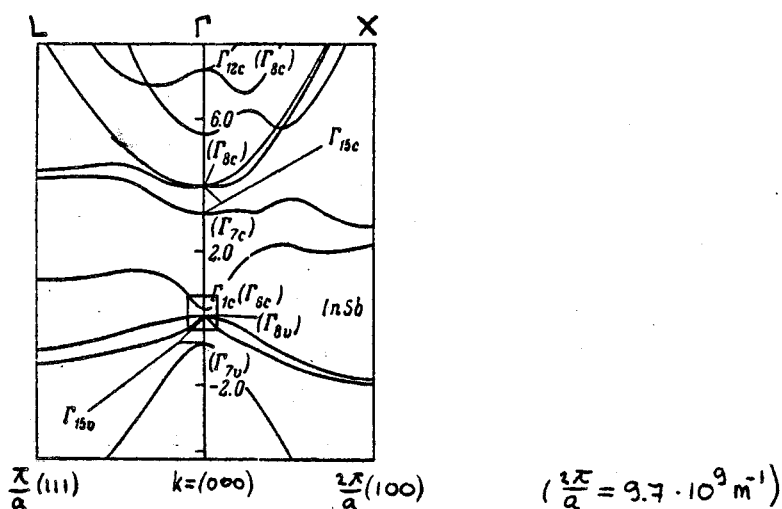
1. $I(h\nu)$ = aantal fotonen met energie $h\nu$ dat het preparaat binnendringt per tijdseenheid per oppervlakte-eenheid
2. I_0 = stuurstroom noodzakelijk om in het fotogeleidingsexperiment een respons te kunnen meten
3. ΔV = fotospanning ontstaan door veranderde geleiding InSb-preparaat als gevolg van lichtinval
4. $\eta(h\nu) \cdot I(h\nu) \cdot g(x)$ = generatiefrequentie van extra elektron-gat paren als functie van de coördinaat x loodrecht op het preparaatoppervlak

De grootheden die bij de pijlen 1 tot en met 3 horen, worden bepaald in het experiment. De grootheid die bij pijl 4 hoort, is niet rechtstreeks te meten en bevat de informatie over de quantum-efficiency.

II. Berekening van de spectrale quantum-efficiency

II.1 Bandenstructuur

In dit hoofdstuk wordt de spectrale quantum-efficiency in InSb berekend aan de hand van de door Kane [5] gepresenteerde beschrijving van de bandenstructuur van InSb. Soortgelijke berekeningen van de quantum-efficiency in InSb zijn onder andere gedaan door Antoncik [6] en Beattie [7]. Om de quantum-efficiency uit te kunnen rekenen moeten de overgangswaarschijnlijkheden van een aantal processen uitgerekend worden. De beschrijving van de processen gebeurt in termen van 1-elektron-golffuncties en energieën. De processen vinden plaats met elektronen in de laagste geleidingsband en de hoogste valentiebanden met een golfvector in de buurt van $k=0$, waar de geleidingsband een absoluut minimum en de valentieband een absoluut maximum bezit. In figuur 2 is de bandenstructuur van InSb over de gehele Brillouin-zone weergegeven. Het ingetekende rechthoekje geeft het kleine gebiedje rond $k=0$ aan dat voor de beschrijving van de processen van belang is.



Figuur 2. Bandenstructuur van InSb over de gehele Brillouin-zone, berekend met de kp -methode (overgenomen van Higginbotham et al. [8])

Kane [5] berekent de 1-elektron golffuncties en energieën voor de 3 hoogste valentiebanden en de laagste geleidingsband in de buurt van $k=0$. Kane gebruikt de zogenaamde 4-banden semi-empirische kp -methode. Deze kp -methode wordt voornamelijk gebruikt om de bandenstructuur in de buurt van een symmetriepunt in de k -ruimte in detail uit te rekenen. In essentie is de methode een directe consequentie van het Bloch-theorema. De Bloch-functie $\Psi_{n,\vec{k}}(\vec{r}) = u_{n,\vec{k}}(\vec{r}) e^{i\vec{k}\vec{r}}$ (met n =energiebandindex) wordt ingevuld in de Schrödingervergelijking waarna een vergelijking voor de modulatiefuncties $u_{n,\vec{k}}(\vec{r})$ resulteert:

$$(II.1) \quad \left[-\frac{\hbar^2}{2m_0} \nabla^2 + \frac{\hbar}{m_0} \bar{k} \cdot \bar{p} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + V(\bar{r}) \right] u_{n,\bar{k}}(\bar{r}) = E_n(\bar{k}) \cdot u_{n,\bar{k}}(\bar{r})$$

De celperiodieke modulatiefuncties $u_{n,\bar{k}_0}(\bar{r})$ (oplossingen van bovenstaande vergelijking met $\bar{k}=\bar{k}_0$) vormen een volledige set basisfuncties voor de ruimte van roosterperiodieke functies:

$$(II.2) \quad u_{n,\bar{k}}(\bar{r}) = \sum_m c_m u_{m,\bar{k}_0}(\bar{r}) \quad (\bar{k}_0 \text{ is } k\text{-vector in symmetriepunt})$$

Met een beperkt aantal basisfuncties ($u_{m,\bar{k}_0}(\bar{r})$) en gebruik makend van symmetrieoverwegingen wordt een eenvoudige beschrijving van de bandenstructuur mogelijk met weinig parameters die empirisch aangepast moeten worden en die toch een voldoende mate van nauwkeurigheid bezit in een beperkt gebied rondom het symmetriepunt. De methode kan ook gebruikt worden om de bandenstructuur over de gehele Brillouin-zone uit te rekenen (zie figuur 2). In dat geval kan echter niet volstaan worden met een 4-bandenberekening maar wordt een 15-bandenmodel gebruikt [8]. De uitdrukkingen die daarmee verkregen worden zijn echter niet zo eenvoudig. Voordat dieper wordt ingegaan op de berekening van de bandenstructuur van InSb door Kane moet eerst een opmerking gemaakt worden over het spraakgebruik. Als in het vervolg gesproken wordt over "interacties tussen banden" wordt daarmee geen werkelijke fysische interactie bedoeld. Het is enkel de mathematische constructie van de kp -methode, waarbij de matrixelementen van de impulsoperator $\bar{P}_{nn'}(\bar{k}_0) = \frac{\hbar}{m_0} \langle u_{n,\bar{k}_0} | \bar{p} | u_{n',\bar{k}_0} \rangle$ en de energieafstanden tussen de banden $E_n(\bar{k}_0) - E_{n'}(\bar{k}_0)$ de "interacties" tussen de basisfuncties bepalen. Als bijvoorbeeld de interacties tussen de verschillende banden klein zijn kan met tijdsafhankelijke storingsrekening de energierelatie voor band n in de buurt van $\bar{k}=0$ geschreven worden als (tot 2e orde)

$$(II.3) \quad E_n(\bar{k}) = E_n(0) + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} + \bar{k} \cdot \bar{P}_{nn}^0 + \sum_{n' \neq n} \frac{|\bar{k} \cdot \bar{P}_{nn'}^0|^2}{E_n(0) - E_{n'}(0)}$$

met

$$(II.3a) \quad \bar{P}_{nn'}^0 = \frac{\hbar}{m_0} \langle u_{n,0} | \bar{p} | u_{n',0} \rangle$$

en de modulatiefunctie $u_{n,\bar{k}}(\bar{r})$ kan geschreven worden als (tot eerste orde)

$$(II.4) \quad u_{n,\bar{k}}(\bar{r}) = u_{n,0}(\bar{r}) + \sum_{n' \neq n} \frac{\bar{k} \cdot \bar{P}_{n'n}^0}{E_n(0) - E_{n'}(0)} u_{n',0}(\bar{r})$$

De werkelijke fysische interactie ondervindt een elektron van de kristalpotentiaal; die bepaalt in eerste instantie de energieën $E_n(0)$ en de modulatiefuncties $u_{n,0}(\bar{r})$.

Bovenstaande formules zijn voor energiebanden die qua energie dicht bij elkaar liggen, slechts bruikbaar in een zeer beperkt gebied rond $k=0$. Kane past daarom bij de berekening van de bandenstructuur van InSb een modificatie van de kp -methode toe. De interacties tussen de 3 valentiebanden en de enkele geleidingsband die qua energie dicht bij elkaar liggen (zie figuur 2) worden exact in rekening gebracht: diagonalisatie van een 4×4 -matrix. Bovendien neemt Kane ook de k -onafhankelijke spin-baan interactie mee in de exacte berekening. Het blijkt dat de interacties tussen de zware gatenband enerzijds en de overige 3 banden anderzijds exact gelijk aan 0 zijn vanwege symmetrie. Omdat de hogere (en lagere) banden qua energie ver verwijderd liggen van deze 4 banden zijn de interacties met deze hogere banden wel te beschrijven met 2e orde storingsrekening. Behalve voor de bovenste valentieband (zware gatenband) zijn deze interacties met hogere banden klein ten opzichte van de interacties tussen de 4 banden onderling. De correcties ten gevolge van de hogere bandeninteracties vormen een wezenlijke bijdrage in de energiebeschrijving van de zware gatenband. In plaats van een vrije elektron-energieband (verkeerde kromming voor een valentieband) levert dat een zwak negatief gekromde energieband op. De correcties ten gevolge van de hogere bandeninteracties op de $E(k)$ -relaties van de 4 banden liggen in de orde van grootte van de vrije elektronenergie ($\hbar^2 k^2 / 2m_0$), ook voor de zware gatenband. De interacties met hogere banden zijn voor de zware gatenband niet groter dan voor de overige 3 banden. De zware gatenband is alleen een speciaal geval omdat de interacties met de overige 3 banden exact gelijk zijn aan 0.

De beschrijving die Kane van de bandenstructuur van InSb in de buurt van $k=0$ geeft zonder de interacties van hoger banden, is daarom redelijk nauwkeurig. Bovendien is deze beschrijving tamelijk eenvoudig, zodat er veelvuldig gebruik van wordt gemaakt. In tabel I zijn de door ons gebruikte formules voor de energierelaties in de geleidingsband en de zware en lichte gatenband opgenomen. In figuur 3 zijn deze energieën als functie van k weergegeven in de buurt van $k=0$ over ongeveer een tiende van de Brillouin-zone. De beschrijving van de 3e valentieband is voor ons verdere verhaal niet van belang. In de energierelaties van de geleidingsband en de lichte gatenband is de vrije-elektron-energieterm verwaarloosd ter compensatie van de hogere bandencorrecties. Voor de zware gatenband is een parabolische band aangenomen waarvan de effectieve massa overeenstemt met experimentele waarnemingen. Verder is de energierelatie van de geleidingsband nog vereenvoudigd door de interactie met de 3e valentieband (spin-afgesplitste band) te verwaarlozen. Dat levert een hyperbolische beschrijving op die weinig verschilt van de kubische beschrijving met die interactie.

Tabel I

 Energierelaties (Kane-model [5]) (zie ook van Welzenis [12])

geleidingsband (hyperbolische beschrijving)

$$(II.5) \quad E_c(k) = \frac{1}{2}E_g \cdot \left(1 + \left(1 + \frac{2\hbar^2 k^2}{m_{co}^* E_g}\right)^{\frac{1}{2}}\right) \quad (II.6) \quad \frac{dE_c}{dk} = \frac{\hbar^2 k}{m_{co}^* (2E_c/E_g - 1)}$$

met $m_{co}^* = 0.0138 \cdot m_0$ [9]; $m_0 = 9.109 \cdot 10^{-31} \text{kg}$
 $E_g = 225 \text{ meV}$ [1]

zware gatenband (parabolische beschrijving)

$$(II.7) \quad E_{v1}(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_{v1}^*} \quad (II.8) \quad \frac{dE_{v1}}{dk} = -\frac{\hbar^2 k}{m_{v1}^*}$$

met $m_{v1}^* \langle 100 \rangle = 0.33 \cdot m_0$; $m_{v1}^* \langle 110 \rangle = 0.37 \cdot m_0$; $m_{v1}^* \langle 111 \rangle = 0.4 \cdot m_0$ [10]

lichte gatenband (kubische beschrijving)

$$(II.9) \quad E_{v2}(k) = 2A^{\frac{1}{3}} \cos\left(\frac{1}{3} \arccos(B/A^{1/2}) + 4\pi/3\right) - y$$

$$y = \frac{1}{3}(\Delta - E_g)$$

$$A = y^2 + \Delta E_g / 3 + k^2 P^2 / 3$$

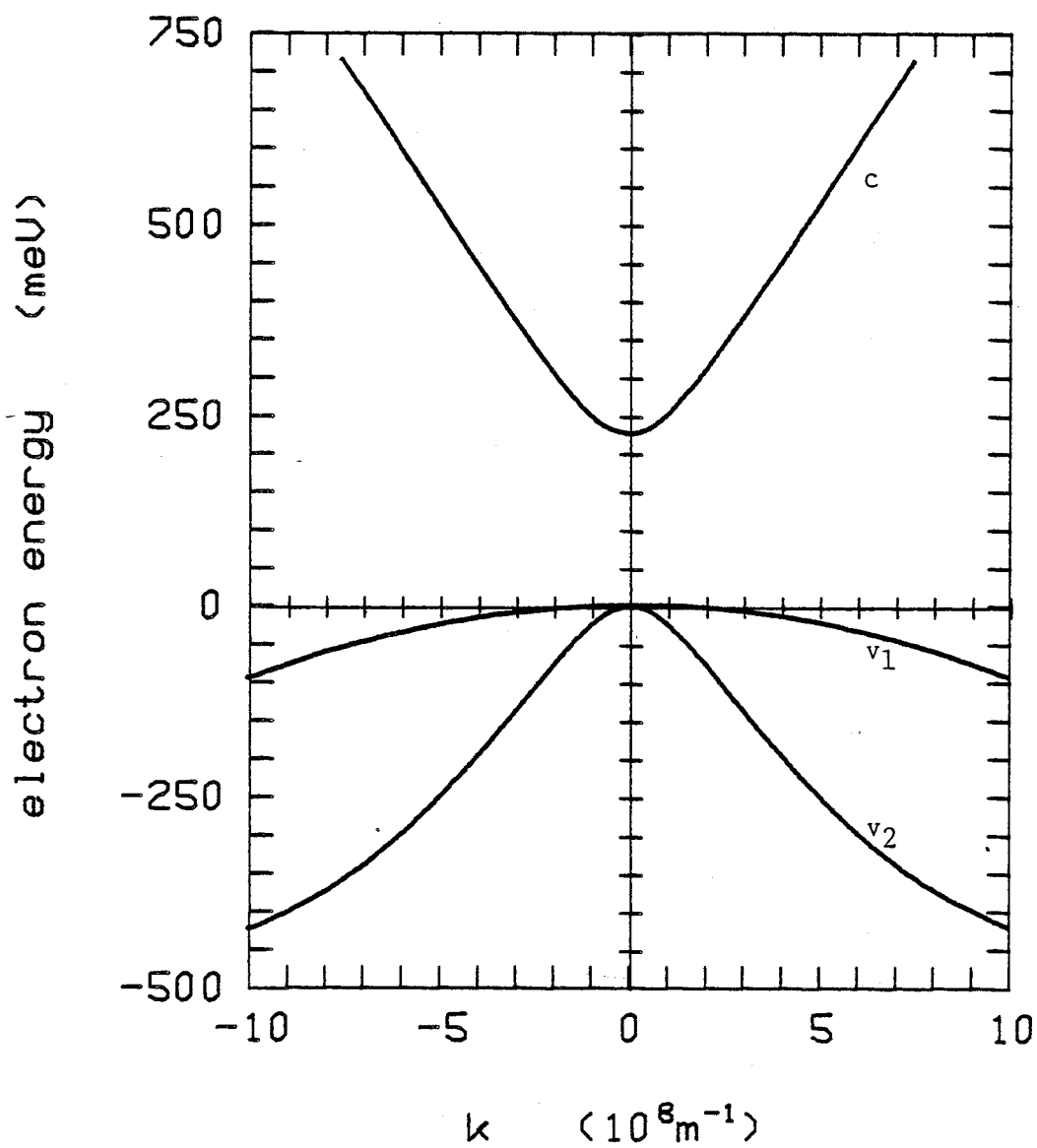
$$B = -y^3 - \frac{1}{2}y(\Delta E_g + k^2 P^2) + \frac{1}{3}\Delta k^2 P^2$$

met $P = 9.6 \cdot 10^{-10} \text{ eVm}$ (=interband impuls-matrixelement = $-\frac{i\hbar}{m_0} \langle S | p_z | Z \rangle$)

(verkregen uit empirische aanpassing: $P^2 = \frac{3}{4} E_g \hbar^2 / m_{co}^*$)

$$\Delta = 0.803 \text{ eV}$$
 [11]

$$(II.10) \quad \frac{dE_{v2}}{dk} = \frac{2kP^2(E_{v2} + 2\Delta/3)}{3E_{v2}^2 + 2(\Delta - E_g)E_{v2} - E_g\Delta - k^2P^2}$$



Figuur 3. Bandenstructuur van InSb in de buurt van $k=0$ (kane-banden)

c = geleidingsband

v_1 = zware gatenband

v_2 = lichte gatenband

De golffuncties die Kane berekent zonder interacties van hogere banden zijn in tabel II weergegeven. In figuur 4 zijn de coëfficiënten van de golffuncties als functie van k weergegeven. Voor $k=0$ bezit de golffunctie s-symmetrie in het geval van de geleidingsband en p-symmetrie in het geval van de lichte gatenband. Voor grotere k -waarden treedt vermenging van s- en p-functies op, zowel in de geleidingsband als in de lichte gatenband.

Tabel II

1-elektron-golffuncties (Kane [5])

$$(II.11) \quad \Psi_{j\mu, \vec{k}}(\vec{r}) = \frac{1}{\sqrt{N}} \cdot \exp(i\vec{k}\cdot\vec{r}) \cdot u_{j\mu, \vec{k}}(\vec{r}) \quad (\text{Bloch-functie})$$

N = aantal eenheidscellen in kristalvolume; $1/\sqrt{N}$ zorgt voor de normering van de golffunctie op het kristalvolume

$\mu = \alpha, \beta$; de 2 spintoestanden (\uparrow en \downarrow)

j = bandindex = c, v_1, v_2

geleidingsband en lichte gatenband

$$(II.12) \quad u_{j\alpha, \vec{k}}(\vec{r}) = a_{j,k} \cdot |iS\downarrow\rangle' + b_{j,k} \cdot |(X-iY)\uparrow/\sqrt{2}\rangle' + c_{j,k} |Z\downarrow\rangle'$$

$$(II.13) \quad u_{j\beta, \vec{k}}(\vec{r}) = a_{j,k} \cdot |iS\uparrow\rangle' - b_{j,k} \cdot |(X+iY)\downarrow/\sqrt{2}\rangle' + c_{j,k} |Z\uparrow\rangle'$$

met

$$a_{j,k} = kP(E_j + 2\Delta/3)/N_0$$

$$b_{j,k} = (\sqrt{2}\Delta/3) \cdot (E_j - E_g)/N_0$$

$$c_{j,k} = (E_j - E_g) \cdot (E_j + 2\Delta/3)/N_0$$

$$N_0 = \text{normeringsfactor zodat } a_{j,k}^2 + b_{j,k}^2 + c_{j,k}^2 = 1$$

zware gatenband

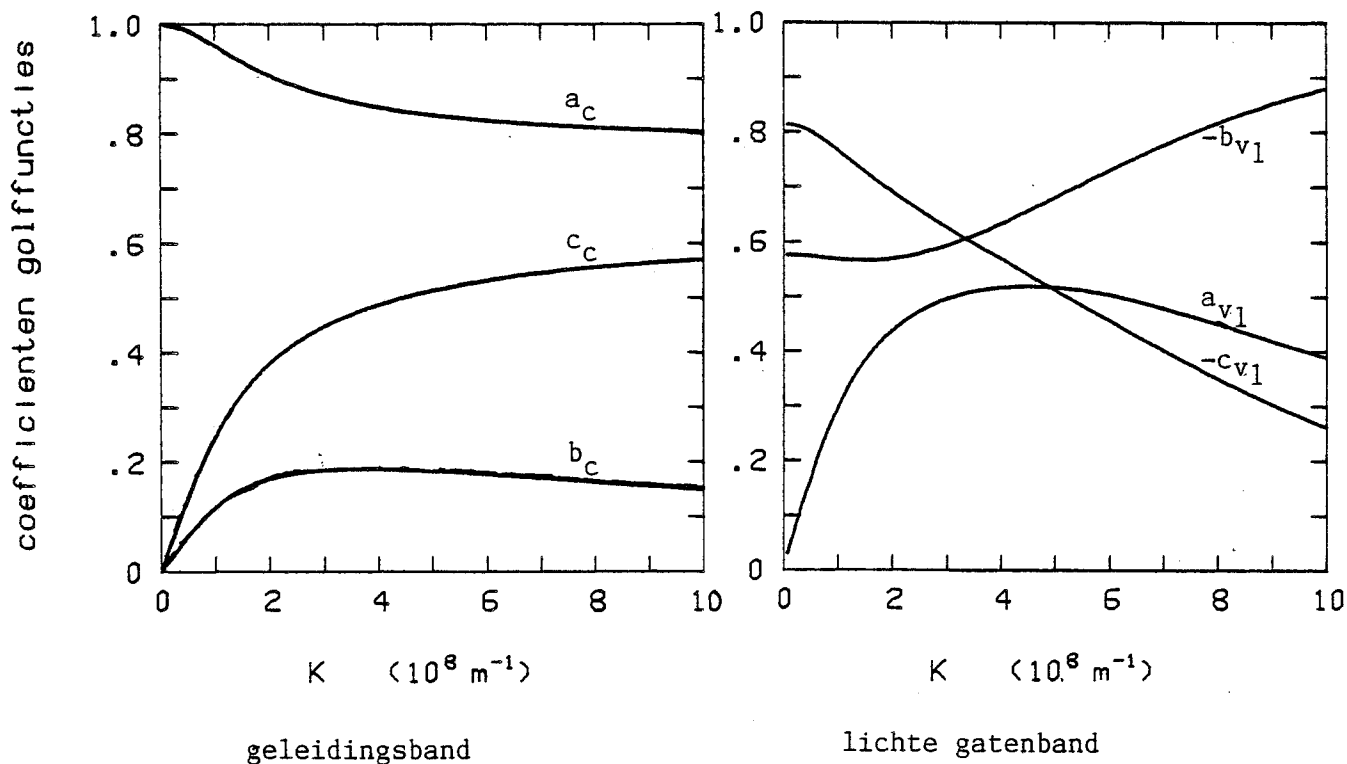
$$(II.14) \quad u_{v_1\alpha, \vec{k}}(\vec{r}) = |(X+iY)\uparrow/\sqrt{2}\rangle'$$

$$(II.15) \quad u_{v_1\beta, \vec{k}}(\vec{r}) = |(X-iY)\downarrow/\sqrt{2}\rangle'$$

Opmerkingen bij Tabel II: S resp. X, Y, Z zijn basisfuncties (orthonormaal op de eenheidscel) die de symmetrie-eigenschappen van de atomaire s- resp. p-orbitals bezitten onder de operaties van de tetraëdrische groep T_d ; T_d is de symmetriegroep van het Γ -punt en de elementen daarvan staan in Appendix A.

S is de basisfunctie van de representatie Γ_1 en X, Y, Z van de representatie Γ_{15} . X, Y, Z transformeren als de x, y, z-componenten van een vector onder de symmetrieoperaties van T_d .

De accenten in de formules (II.12-15) geven aan dat de z-richting gekozen is in de richting van de k-vecor. Deze richting heeft niets te maken met de kristalrichting. De Kane-beschrijving zonder hogere banden is isotroop in de k-ruimte. Als een golfvector \bar{k}' een hoek θ maakt met de z-richting (k-richting) en een hoek $\frac{1}{2}\pi - \theta$ met de x-richting, dan zijn de modulatiefuncties voor de golfvector \bar{k}' uit te drukken in de basisfuncties die voorkomen in de modulatiefuncties voor \bar{k} met behulp van de transformaties uit Appendix B. Op die manier zijn eenvoudig de overlapintegralen van 2 modulatiefuncties met verschillende k-vectoren uit te rekenen, hetgeen te zien is in Appendix B. Deze overlapintegralen komen voor in de formules voor de overgangswaarschijnlijkheden van de processen die voor de berekening van de quantum-efficiency van belang zijn.



Figuur 4. Coefficienten van de golffuncties van de geleidingsband en de lichte gatenband, berekend met de formules uit tabel I en II.

Tot slot van deze paragraaf merken we nogmaals op dat de eenvoudige Kane-beschrijving geldt voor kleine k-waarden in de buurt van $k=0$. Voor grotere k-waarden worden hogere bandeninteracties belangrijk en zijn o.a. de $E(\bar{k})$ -relaties niet langer isotroop (zie figuur 2).

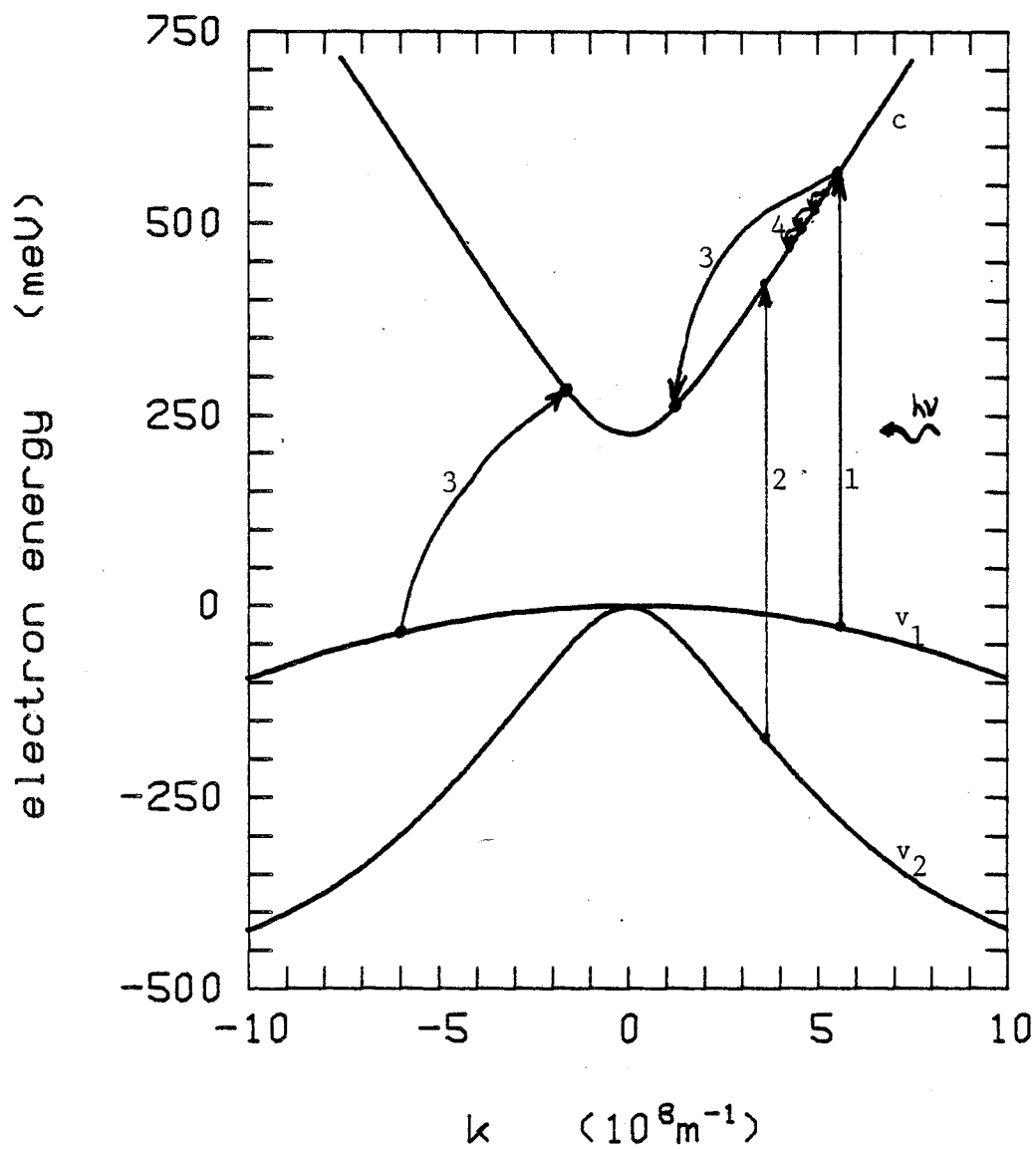
II.2 Algemene beschouwingen

Voordat de overgangswaarschijnlijkheden van individuele processen aan de orde komen zal eerst een overzicht gegeven worden van de berekening van de quantum-efficiency. We beperken ons in de berekening tot fotonenergieën kleiner dan 0.7eV, omdat voor grotere energieën de eenvoudige Kane-beschrijving niet zonder meer gebruikt mag worden. Bij fotonenergieën kleiner dan 0.7eV blijken slechts 4 processen van belang te zijn bij de berekening van de quantum-efficiency. Deze processen zijn schematisch weergegeven in figuur 5. Het primaire proces is de interbandabsorptie van een foton waarbij een elektron uit de zware gatenband (proces 1) respectievelijk uit de lichte gatenband (proces 2) overgaat naar de geleidingsband (creatie 1 elektron-gat paar). Andere absorptieprocessen zijn ordes van grootte minder waarschijnlijk.

Het secundaire proces is het energieverlies van het hoog energetische elektron enerzijds door een impact-ionisatie van een ander elektron uit de zware gatenband (proces 3) (creatie 2e elektron-gat paar) en anderzijds door verstrooiing aan polaire optische fononen (proces 4) (geen extra 2e elektron-gat paar). De drempelwaarde voor de kinetische energie van het aangeslagen elektron waarboven impact-ionisatie mogelijk is op grond van energie- en impulsbehoud, is uitgerekend door van Welzenis [12] en bedraagt $E_i = 243 \text{ meV}$. Elektronen aangeslagen vanuit de lichte gatenband komen met fotonenergieën kleiner dan 0.7eV nauwelijks boven die drempelenergie uit. Gatens kunnen in principe ook een impact-ionisatie veroorzaken maar bezitten evenals de elektronen komende vanuit de lichte gatenband te weinig kinetische energie bij fotonenergieën kleiner dan 0.7eV. De drempelenergie voor de impact-ionisatie van een elektron uit de lichte gatenband is dermate groot ($> 500 \text{ meV}$) dat ook dat proces buiten beschouwing kan blijven.

De emissie van longitudinale polaire optische fononen vormt het belangrijkste mechanisme waarmee het hoog energetische elektron energie kan verliezen aan het rooster. Andere verstrooiingsmechanismen (zoals bijvoorbeeld akoestische fononenverstrooiing en verstrooiing aan geladen onzuiverheden) zijn voor hoog energetische elektronen minder waarschijnlijk en ook minder effectief wat de energieoverdracht aan het rooster betreft.

Om de quantum-efficiency te kunnen berekenen moeten de volgende grootheden bekend zijn:



Figuur 5. De processen die bepalend zijn voor de quantum-efficiency zijn met pijlen aangegeven.

- I. Primair: fotonabsorptie: 1. interbandovergang $v_1 \rightarrow c$
 2. interbandovergang $v_2 \rightarrow c$

II. Secundair: energieverlies hoog energetisch elektron

3. impact-ionisatie van een elektron uit v_1
 4. verstrooiing door polaire optische fononen

$r(h\nu)$ = fractie van de geabsorbeerde fotonen die zorgt voor een elektron-
overgang vanuit de zware gatenband

$E(h\nu)$ = kinetische energie van vanuit de zware gatenband aangeslagen elektron

$w_i(E)$ = impact-ionisatie-overgangswaarschijnlijkheid van een elektron met
kinetische energie $E (>E_i)$

E_i = drempelenergie voor impact-ionisatie

$w_{pop}(E)$ = overgangswaarschijnlijkheid van een elektron met kinetische energie E
door longitudinale polaire optische fononenemissie

$\hbar\omega_{LO}$ = energie longitudinaal polair optisch fonon

Als een hoog energetisch elektron een impact-ionisatie veroorzaakt verliest het
zoveel energie dat een 2e impact-ionisatie uitgesloten is. Na de emissie van
1 longitudinaal polair optisch fonon bezit het hoog energetische elektron
mogelijk nog voldoende energie om eventueel een impact-ionisatie te veroorzaken.
De kans dat een elektron met aanvankelijk een kinetische energie $E_0 (>E_i)$ een
impact-ionisatie veroorzaakt voordat het door polaire optische fononen ver-
strooiing beneden de drempelenergie voor impact-ionisatie terecht komt is gelijk
aan:

$$(II.16) \quad P(E_0) = p_0 + (1-p_0)p_1 + \dots + (1-p_0)(1-p_1) \cdot \dots \cdot (1-p_{t-1})p_t$$

met

$$p_k = \frac{w_i(E_0 - k\hbar\omega_{LO})}{w_i(E_0 - k\hbar\omega_{LO}) + w_{pop}(E_0 - k\hbar\omega_{LO})}$$

$$t = \text{ENTIER}((E_0 - E_i)/\hbar\omega_{LO})$$

Enkel de elektronen komende vanuit de zware gatenband kunnen een impact-ionisa-
tie veroorzaken, zodat de quantum-efficiency te schrijven is als:

$$(II.17) \quad \eta(h\nu) = 1 + r(h\nu)P(E(h\nu))$$

II.3 Interbandabsorptie

De relatieve waarschijnlijkheid van de 2 interbandovergangen uit figuur 5 kan berekend worden aan de hand van de individuele absorptiecoëfficiënten:

$$(II.18) \quad r(h\nu) = \frac{\alpha_{v_1}}{\alpha_{v_1} + \alpha_{v_2}}$$

Kane [5] berekent ook de absorptiecoëfficiënt in InSb. We nemen die formules over (herschreven in SI-eenheden) en berekenen de absorptiecoëfficiënten opnieuw met de parameterwaarden zoals die in dit verslag vermeld zijn.

$$(II.19) \quad \alpha_j = \frac{e^2}{2\epsilon_0 n_b^2 v_c v_j} \cdot M_{jc}^2 \rho_j \quad (j=v_1, v_2)$$

$$\rho_j = \frac{k^2}{2\pi^2} \left| \frac{dE_c}{dk} - \frac{dE_j}{dk} \right|^{-1} = \text{gecombineerde toestandsdichtheid}$$

$$M_{jc}^2 = \frac{2m_0^2 p^2}{3\hbar^2} \cdot ((a_{c j} c_{c j} + c_{c j} a_{c j})^2 + (a_{c j} b_{c j} - b_{c j} a_{c j})^2)$$

= (optisch matrixelement, gemiddeld over alle richtingen en gesommeerd over spin-ontaaarde banden)² (zie ook Appendix C)

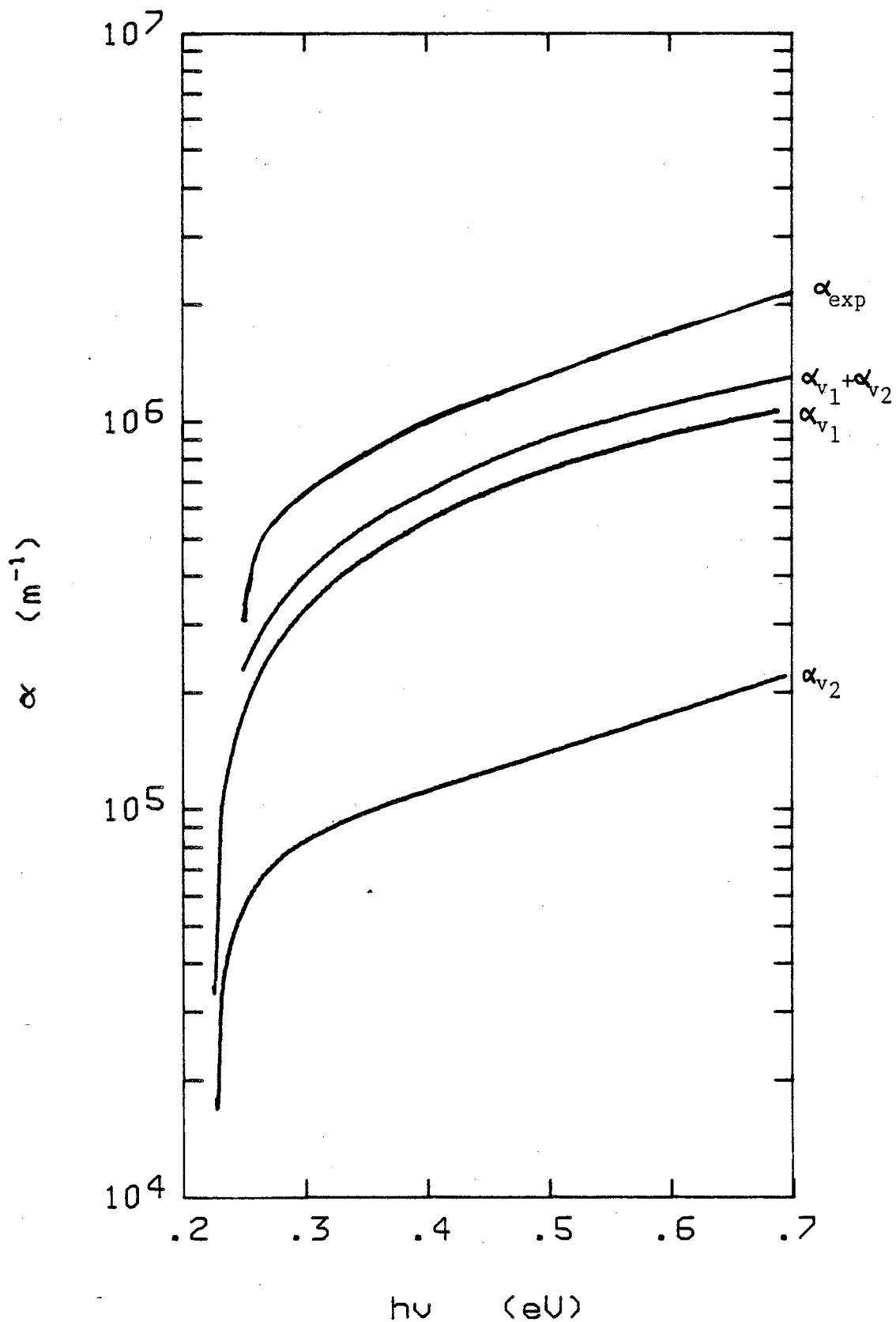
n_b = brekingsindex InSb = 3.96 [19]

(e = elementair-lading; v_c = lichtsnelheid; ϵ_0 = diëlektrische constante in vacuum)

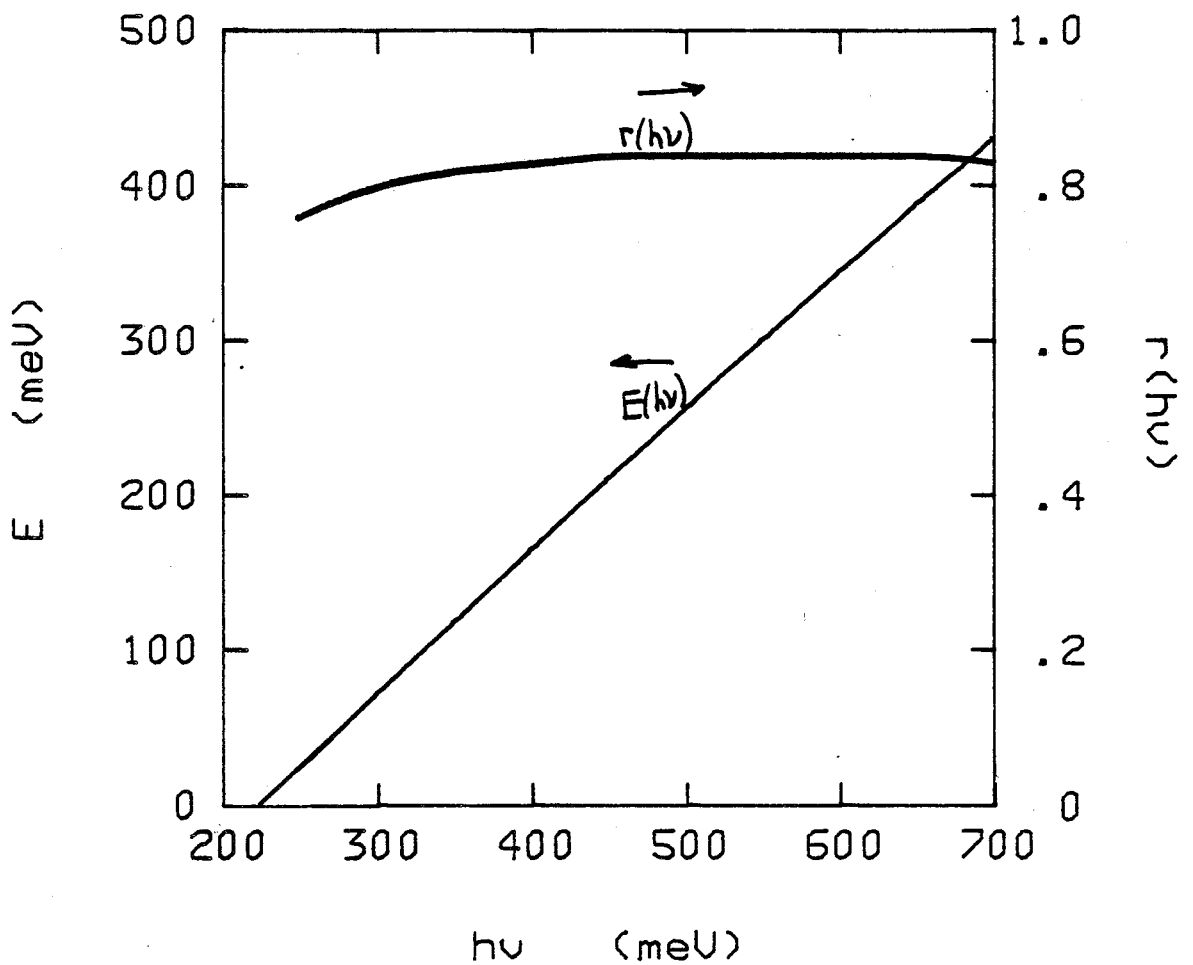
De coëfficiënten a_{v_2} , b_{v_2} , c_{v_2} zijn gedefinieerd in tabel II; voor de zware gatenband geldt eenvoudig: $a_{v_1} = 0$, $b_{v_1} = 1$, $c_{v_1} = 0$.

De individuele absorptiecoëfficiënten zijn uitgerekend met gebruikmaking van de gegevens uit tabel I en II en formules (II.19), zie figuur 6. De overeenstemming van de theoretische totale absorptiecoëfficiënt met de experimentele bepaling van Gobeli et al. [24], die ook beide in figuur 6 zijn weergegeven, is wat het relatieve verloop betreft goed te noemen. Deze overeenstemming vormt zoals Kane [5] reeds opmerkte, een goede ondersteuning voor de geldigheid van de Kane-beschrijving van de bandenstructuur van InSb.

Nu we de individuele absorptiecoëfficiënten berekend hebben kunnen we met (II.18) $r(h\nu)$ berekenen, het resultaat staat in figuur 7. Daarin is ook $E(h\nu)$ aangegeven. Uit de figuur blijkt dat r nagenoeg constant is voor fotonenergieën tussen 0.4 en 0.7 eV. De kinetische energie van het aangeslagen elektron loopt ongeveer lineair op met de fotonenergie omdat het zware gat slechts een klein gedeelte van de fotonenergie opneemt. Dus ongeveer 84% van de fotonen zorgt voor elektronen met een kinetische energie $E(h\nu)$.



Figuur 6. absorptiecoefficienten: α_{v_1} : overgang zware gatenband-geleidingsband
 α_{v_2} : " lichte " - "
 $\alpha_{v_1} + \alpha_{v_2}$: berekende totale absorptiecoefficient; α_{exp} : experimentele bepaling [24]

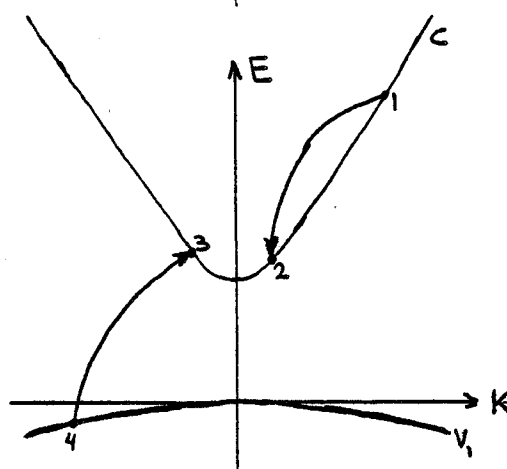


Figuur 7. Relatieve waarschijnlijkheid zware gatenband-geleidingsband-absorptie: r en kinetische energie aangeslagen elektron bij deze overgang: E beide als functie van de fotonenergie: $h\nu$.

II.4 Impact-ionisatie

Pogingen om de impact-ionisatiewaarschijnlijkheid van een hoog energetisch elektron te berekenen zijn gedaan door onder andere Antoncik [6], Beattie [7] en Devreese et al. [2]. Alle berekeningen volgen in hoofdlijnen de methode van Antoncik. We gebruiken hier dezelfde methode. De uiteindelijke berekening kan niet meer dan een schatting zijn omdat een aantal vereenvoudigingen moeten worden aangebracht. De huidige berekening wijkt af van vroegere berekeningen in de keuze van de uitdrukking voor de overlapintegraal van elektrontoestanden in de geleidingsband en de zware gatenband.

In figuur 8 is het impact-ionisatieproces schematisch weergegeven. Een elektron hoog in de geleidingsband ($\Psi_{c,\bar{k}_1}(\bar{r})/\sqrt{N}$) botst met een elektron in de zware gatenband ($\Psi_{v_1,\bar{k}_4}(\bar{r}')/\sqrt{N}$) en na de botsing bevinden beide deeltjes zich onderin de geleidingsband ($\Psi_{c,\bar{k}_2}(\bar{r})/\sqrt{N}$ respectievelijk $\Psi_{c,\bar{k}_3}(\bar{r}')/\sqrt{N}$). De spin-quantumgetallen worden in dit stadium nog niet aangegeven om de schrijfwijze in te korten.



Figuur 8. Impact-ionisatieproces.

1 en 4 zijn de begintoestanden, 2 en 3 zijn de eindtoestanden van het 2-deeltjes proces

Met behulp van de bekende "Fermi golden rule" is de waarschijnlijkheid per tijdseenheid dat dit impact-ionisatieproces optreedt te schrijven als

$$(II.20) \quad P_i(\bar{k}_1, \bar{k}_4; \bar{k}_2, \bar{k}_3) = \frac{2\pi}{\hbar} |M|^2 \delta(E_c(\bar{k}_1) + E_{v_1}(\bar{k}_4) - E_c(\bar{k}_2) - E_c(\bar{k}_3))$$

met matrixelement: $M = \langle i | V | f \rangle$ met $|i\rangle$ respectievelijk $|f\rangle$ begin- en eindtoestand en V storingspotentiaal.

Als storingspotentiaal in het matrixelement wordt gebruik gemaakt van een ongescreende Coulombpotentiaal tussen de 2 elektronen, die ook als Fourier-getransformeerde is te schrijven:

$$(II.21) \quad V = \varepsilon^{-1} \cdot \frac{e^2}{4\pi|\bar{r}-\bar{r}'|} = \sum_{\bar{q}} \frac{e^2}{\varepsilon(\omega, \bar{q})\Omega q^2} \cdot \exp(i\bar{q} \cdot (\bar{r}-\bar{r}')) \quad (\Omega = \text{kristalvolume})$$

Het schrijven van ε als een scalair is een benadering, in feite zou een ε -matrix geïnverteerd moeten worden en zou in de Fourierreeks van de interactiepotentiaal gesommeerd moeten worden over de reciproke roostervectoren. Hanke [13] beschrijft de problemen rond deze benadering, het verwaarlozen van de zogenaamde local-field effects, die in feite ook bij de berekening van de fotonenabsorptie en de fononenverstrooiing een rol spelen.

De begin- en eindtoestanden in het matrixelement zijn te schrijven als het produkt van 2 l-elektrongolffuncties. De anti-symmetrie van de meer-deeltjes golf-functies wordt buiten beschouwing gelaten (gemengde spin-toestanden).

De integratie over het gehele kristalvolume is op te delen in een sommatie over de roostervectoren (\bar{R} en \bar{R}') en een integratie over de eenheidscel, zodat het matrixelement te schrijven is als

$$(II.22) \quad M = \sum_{\bar{q}} \frac{e^2}{N^2 \varepsilon(\omega, \bar{q}) \Omega q^2} \cdot \sum_{R, R'} \exp(i(\bar{k}_2 - \bar{k}_1 + \bar{q}) \cdot \bar{R}) \cdot \exp(i(\bar{k}_3 - \bar{k}_4 - \bar{q}) \cdot \bar{R}') \cdot \\ \cdot \int_{\Omega_0} d^3\bar{r} \cdot u_{c, \bar{k}_1}^*(\bar{r}) \cdot u_{c, \bar{k}_2}(\bar{r}) \cdot \exp(i(\bar{k}_2 - \bar{k}_1 + \bar{q}) \cdot \bar{r}) \cdot \\ \cdot \int_{\Omega_0} d^3\bar{r}' \cdot u_{v_1, \bar{k}_4}^*(\bar{r}') \cdot u_{c, \bar{k}_3}(\bar{r}') \cdot \exp(i(\bar{k}_3 - \bar{k}_4 - \bar{q}) \cdot \bar{r}')$$

Er is gebruik gemaakt van de Bloch-functies uit tabel II.

De sommatie over \bar{R} en \bar{R}' levert 0 op behalve als $\bar{q} = \bar{L} + \bar{k}_1 - \bar{k}_2 = \bar{L}' + \bar{k}_3 - \bar{k}_4$ met \bar{L} en \bar{L}' reciproke roostervectoren. Umklapp-processen worden buiten beschouwing gelaten en omdat alle \bar{k}_i 's in de buurt van $\bar{k} = \bar{0}$ liggen en dus veel kleiner zijn dan $\bar{L}, \bar{L}' \neq \bar{0}$, geldt $\bar{L} = \bar{L}'$. De sommatie over \bar{q} kan daarom vervangen worden door een sommatie over \bar{L} . In het verleden is altijd aangenomen dat de term met $\bar{L} = \bar{0}$ de belangrijkste bijdrage vormt in de somreeks (II.22) vanwege de factor q^{-2} .

Als alleen die bijdrage meegenomen wordt in de berekening van M geldt

$$(II.23) \quad M = \frac{e^2}{\Omega \varepsilon(\omega, \bar{k}_2 - \bar{k}_1)} \cdot |\bar{k}_2 - \bar{k}_1|^{-2} \int_{\Omega_0} d^3\bar{r} \cdot u_{c, \bar{k}_1}^*(\bar{r}) \cdot u_{c, \bar{k}_2}(\bar{r}) \cdot \int_{\Omega_0} d^3\bar{r}' \cdot u_{v_1, \bar{k}_4}^*(\bar{r}') \cdot u_{c, \bar{k}_3}(\bar{r}') \cdot \\ \cdot \delta(\bar{k}_4, \bar{k}_2 + \bar{k}_3 - \bar{k}_1)$$

Omdat ω varieert tussen 1 en 2 keer E_g/\hbar en $\bar{k}_2 - \bar{k}_1$ in de buurt ligt van $\bar{k} = \bar{0}$, kan voor $\mathcal{E}(\omega, \bar{k}_2 - \bar{k}_1)$ de constante K_∞ gekozen worden (K_∞ = hoog-frequente diëlektrische constante = 15.68 [9]).

Mogelijk dat de termen met $\bar{L} \neq \bar{0}$ vanwege het grote aantal termen en vanwege $\mathcal{E}(\omega, L) = 1$ toch een wezenlijke bijdrage vormen in de berekening van M [14]. De eenvoudige golf functies van Kane zijn niet geschikt om de integralen met $\bar{L} \neq \bar{0}$ te berekenen. Devreese [14] tracht de termen met $\bar{L} \neq \bar{0}$ te berekenen met behulp van golf functies verkregen uit pseudopotentialberekeningen.

Om tot een uitdrukking voor de totale impact-ionisatiewaarschijnlijkheid van een elektron met golfvector \bar{k}_1 en energie $E_c(k_1)$ te komen moet uitdrukking (II.20) gesommeerd worden over alle mogelijke k -vectoren en spin-toestanden van de deeltjes 2, 3 en 4. De sommatie over de spin-toestanden van de deeltjes 2, 3 en 4 en de middeling over de spintoestanden van deeltje 1 kunnen ondergebracht worden in het matrixelement en met behulp van de overlapintegralen uit Appendix B kan deze M_s geschreven worden als

$$(II.24) \quad |M_s|^2 = \frac{e^4}{\Omega^2 K_\infty^2} \cdot |\bar{k}_2 - \bar{k}_1|^{-4} \cdot \left| \frac{c\bar{k}_2}{c\bar{k}_1} \right|^2 \cdot 2 \cdot \left| \frac{c\bar{k}_3}{v_1 \bar{k}_4} \right|^2 \cdot \delta(\bar{k}_4, \bar{k}_2 + \bar{k}_3 - \bar{k}_1)$$

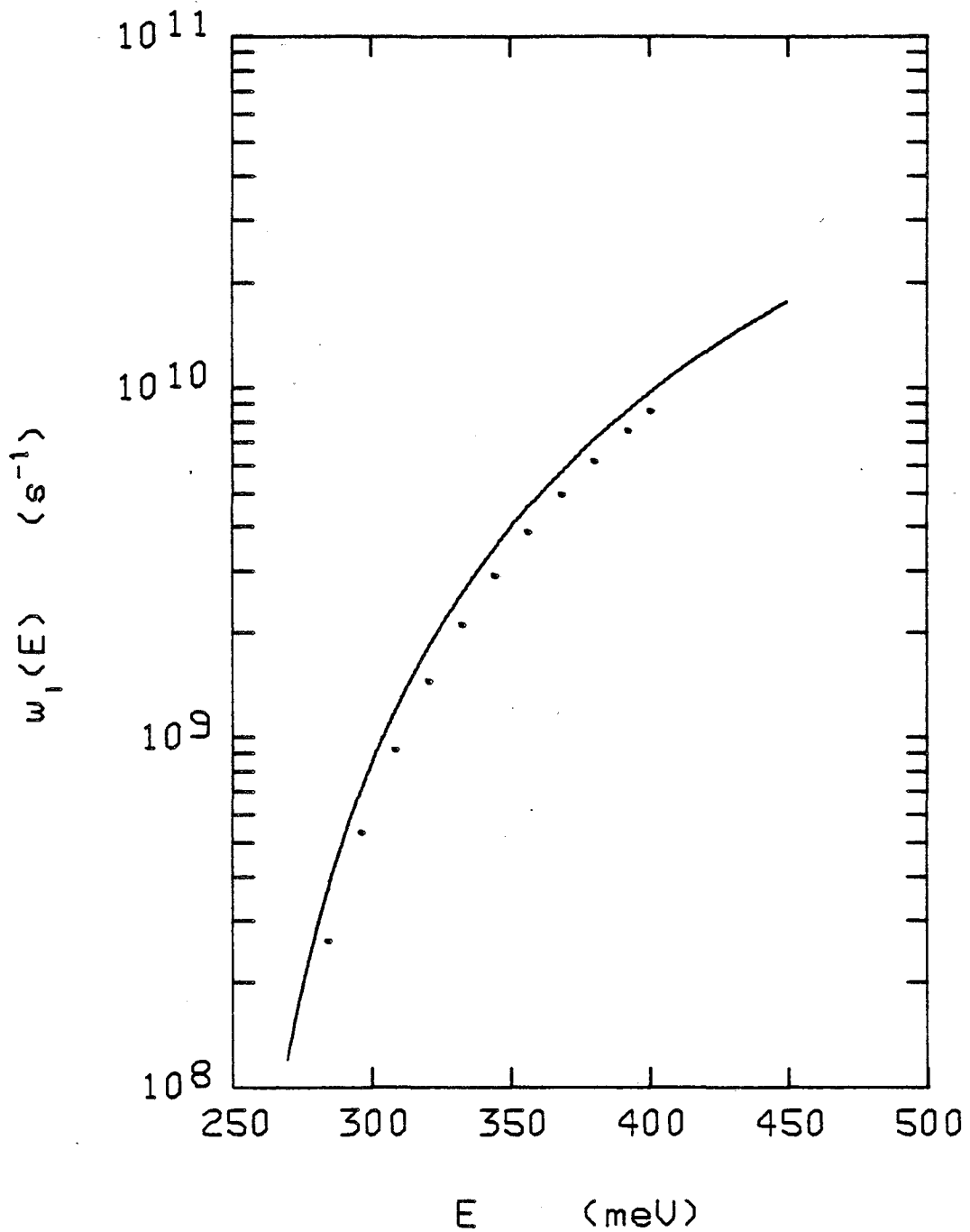
De uitdrukking voor de totale impact-ionisatiewaarschijnlijkheid per tijdseenheid van een elektron met golfvector \bar{k}_1 en energie $E_c(k_1)$ is te schrijven als:

$$(II.25) \quad w_i(\bar{k}_1) = (\Omega/8\pi^3)^3 \int d^3\bar{k}_2 \int d^3\bar{k}_3 \int d^3\bar{k}_4 \cdot \frac{2\pi}{\hbar} \cdot |M_s|^2 \cdot \delta(E_c(k_1) + E_{v_1}(k_4) - E_c(k_2) - E_c(k_3))$$

De sommaties over \bar{k} zijn daarbij vervangen door integraties; bedenk wel dat $(\Omega/8\pi^3) \int d^3\bar{k}_4 \cdot \delta(\bar{k}_4, \bar{k}_2 + \bar{k}_3 - \bar{k}_1) \cdot f(\bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{k}_3, \bar{k}_4) = f(\bar{k}_1, \bar{k}_2, \bar{k}_3, \bar{k}_2 - \bar{k}_1 - \bar{k}_3)$.

De uitdrukking voor $w_i(\bar{k}_1)$ is nog enigszins te vereenvoudigen. In Appendix D brengen we de 6-voudige integraal over $d^3\bar{k}_2$ en $d^3\bar{k}_3$ terug tot een 3-voudige integraal en berekenen we tenslotte $w_i(E)$. In figuur 9 staat het resultaat van deze berekening: de impact-ionisatiewaarschijnlijkheid per tijdseenheid als functie van de kinetische energie van het snelle elektron.

(N.B. De vrije elektronenconcentratie n_0 bedraagt bij 77K ongeveer 10^{20} m^{-3} in de preparaten waaraan gemeten is. Uit $\frac{4}{3}\pi k_m^2 \cdot \frac{2}{8\pi^3} = n_0$ volgt dan dat de bezetting van de quantum-toestanden zich beperkt tot k -waarden kleiner dan ongeveer 10^5 m^{-1} . Daarom is de aanname dat alle toestanden in de geleidingsband onbezet zijn verantwoord voor de berekening van de impact-ionisatiewaarschijnlijkheid.)



Figuur 9. De berekende impact-ionisatiewaarschijnlijkheid per tijdseenheid w_i van een elektron met kinetische energie E (getrokken curve).

De ingetekende punten zijn op soortgelijke wijze berekend door Devreese et al. [14]. Het minieme verschil is waarschijnlijk te wijten aan ongelijke rekennauwkeurigheid.

II.5 Berekening overlapintegraal $|I_{v_1 k_4}^{c k_3}|$

Antoncik [6] en Beattie [7] berekenen op soortgelijke wijze de impact-ionisatie-waarschijnlijkheid van een hoog energetisch elektron. Hun resultaten geven hogere waarden voor $w_i(E)$ te zien. Beiden gebruiken echter een andere uitdrukking voor de overlapintegraal tussen elektrontoestanden in de geleidingsband en in de zware gatenband. Volgens hen zijn de Kane-modulatiefuncties, met name die voor de zware gatenband, veel te onnauwkeurig om de overlapintegraal voor de geleidingsband en de zware gatenband te berekenen. De uitdrukking voor de overlapintegraal die ik in de berekening gebruik, levert 0 op als de hoek tussen de beide toestandsvectoren \bar{k}_3 en \bar{k}_4 , respectievelijk in de geleidingsband en zware gatenband, gelijk is aan 0 of π , zie Appendix B. Daarom rijst de vraag of deze uitdrukking voor de overlapintegraal wel voldoende nauwkeurig is en of de vermenging van hogere bandmodulatiefuncties niet een wezenlijke bijdrage levert in de overlapintegraal. Daar staat tegenover dat voor hoeken ongelijk aan 0 of π de overlapintegraal wel ongelijk aan 0 is en factoren groter is dan de bijdrage in de overlapintegraal door de vermenging van hogere bandmodulatiefuncties. Met behulp van de kp-storingstheorie uit paragraaf II.1 is dat duidelijk te maken. We beschouwen alleen k-vectoren in de z-richting, zodat alleen de z-componenten van de matrixelementen in formules (II.3-4) van belang zijn. We geven in deze paragraaf verder niet aan dat z-componenten bedoeld worden. Eenvoudigheidshalve brengen we enkel de interacties met 1 hogere geleidingsband (c_h) in rekening. We nemen aan dat deze hogere geleidingsband $E_h=3\text{eV}$ boven de bovenkant van de valentieband ligt (zie figuur 2). Als we bovendien aannemen dat de energierelatie van de zware gatenband voornamelijk bepaald wordt door de interactie met deze hogere geleidingsband, dan kunnen we met formule (II.3) de grootte-orde van het matrixelement $|P_{v_1 c_h}^0|$ schatten

$$(II.26) \quad |P_{v_1 c_h}^0|^2 = E_h \cdot \frac{\hbar^2}{2} \cdot \left(\frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_{v_1}^*} \right) = (6.5 \cdot 10^{-10} \text{ eVm})^2$$

Dat is dezelfde grootte-orde als het matrixelement P uit tabel I. In het algemeen geldt dat de matrixelementen P_{nn}^0 , van dezelfde grootte-orde zijn voor de diverse combinaties van bandindices [52] en zelfs voor verschillende halfgeleidermaterialen [53], als ze niet gelijk aan 0 zijn op grond van symmetrie. We nemen aan dat het matrixelement $|P_{cc_h}^0|$ ook van dezelfde grootte-orde als P is en we zullen de benadering $|P_{v_1 c_h}^0| = |P_{cc_h}^0| = P$ gebruiken. Met behulp van formule (II.4) is de vermenging van de hogere bandmodulatiefunctie $u_{c_h,0}(\vec{r})$ met de modulatiefuncties van de geleidingsband en de zware gatenband uit tabel

II bij benadering te schrijven als

$$(II.27) \quad \begin{aligned} \text{geleidingsband: } & u_{c,k_3}(\bar{r}) + k_3 \cdot \frac{P}{E_h - E_g} \cdot u_{c_h,0}(\bar{r}) \\ \text{zware gatenband: } & u_{v_1,k_4}(\bar{r}) + k_4 \cdot \frac{P}{E_h} \cdot u_{c_h,0}(\bar{r}) \end{aligned}$$

Een schatting voor de grootte-orde van de overlapintegraal van beide vermengde modulatiefuncties bedraagt

$$(II.28) \quad \left| I_{v_1 k_4}^{c k_3} \right| \approx k_3 k_4 \cdot \frac{P^2}{E_h^2} \approx (3 \cdot 10^{-10} \text{ m})^2 k_3 k_4 \quad (\text{parallele k-vectoren})$$

(N.B. $\langle u_{i,0} | u_{j,0} \rangle = \delta_{ij}$ omdat de k-vectoren parallel zijn)

Deze schatting laat zien dat de bijdrage in de overlapintegraal door vermenging van hogere bandmodulatiefuncties voor parallele k-vectoren verwaarloosbaar klein is ten opzichte van de overlapintegraal die in Appendix B figuur B1 voor loodrechte k-vectoren is getekend. De invloed van andere hogere banden zal immers niet veel groter zijn.

We kunnen dus stellen dat de overlapintegraal van elektrontoestanden in de geleidingsband en in de zware gatenband verkregen met de Kane-golffuncties zonder hogere bandinteracties (formule (B.5) Appendix B), een bruikbare uitdrukking is voor de berekening van de impact-ionisatiewaarschijnlijkheid.

Opmerking.

Burt et al. [15] hebben recentelijk voorlopige berekeningen gepubliceerd van de overlapintegralen voor Auger-recombinatie (inverse proces van impact-ionisatie) in III-V halfgeleiders. Zij berekenen de overlapintegralen voor de geleidingsband en zware gatenband toestanden met golfvectoren parallel langs de (001)-richting in GaAs en InP. In plaats van een 4-banden kp-berekening gebruiken zij een 15-banden kp-berekening (met spin-baan interactie), zodat de hogere banden invloeden wel worden meegenomen in de golffuncties. Dezelfde methode is gebruikt door Higginbotham et al. [8] die de bandenstructuur van InSb over de gehele Brillouin-zone berekend hebben (zie figuur 2). De door hen berekende waarden voor de overlapintegraal zijn erg klein ($\ll 10^{-3}$) voor de k_4 -waarden waarin wij geïnteresseerd zijn. De berekening is tot nu toe alleen gedaan voor $k_3=0$; Verwacht mag worden op grond van bovenstaande redenering dat in de gevallen dat $\bar{k}_3 \neq 0$ en \bar{k}_3/\bar{k}_4 , de overlapintegraal op deze manier berekend ook klein is. Dit zou nog eens bevestigen dat de berekening van de overlap-integraal met de Kane-golffuncties voldoende nauwkeurig is voor de berekening van de impact-ionisatiewaarschijnlijkheid.

Burt et al. [15] laten ook zien waarom de manier waarop Antoncik et al. [16] de overlapintegraal berekenen fout is. Voor meer details verwijzen we de geïnteresseerde lezer naar beide artikelen.

II.6 Polaire optische fononen verstrooiing

Voor de berekening van de verstrooiingswaarschijnlijkheid per tijdseenheid van een hoog energetisch elektron door polaire optische fononen gebruiken we de volgende formule [17]

$$(II.29) \quad w_{\text{pop}}(k) = \frac{e^2 \omega_{LO}}{8\pi \epsilon_0} \cdot \left(\frac{1}{K_\infty} - \frac{1}{K_s} \right) \cdot \int \frac{|I_{ck}^{ck'}|^2}{|\bar{k}-\bar{k}'|^2} \delta(E_c(k) - E_c(k') - \hbar\omega_{LO}) \cdot d^3\bar{k}'$$

$|I_{ck}^{ck'}|$ = uitdrukking voor de overlapintegraal van 2 elektrontoestanden in de geleidingsband met golfvectoren \bar{k} respectievelijk \bar{k}'

$$|I_{ck}^{ck'}|^2 = G_0(k, k') + G_1(k, k') \cdot \cos\theta + G_2(k, k') \cdot \cos^2\theta \quad (\text{zie Appendix B})$$

ω_{LO} = longitudinale polaire optische fononen frequentie (hangt nauwelijks van $q=|\bar{k}-\bar{k}'|$ af) = $3.67 \cdot 10^{13}$ rad/s [18]

$$\hbar\omega_{LO} = 24.2 \text{ meV}$$

K_s = statische diëlektrische constante = 17.64 [2]

K_∞ = hoog-frevente diëlektrische constante = 15.68 [19]

$$\frac{1}{K_\infty} - \frac{1}{K_s} = 7.09 \cdot 10^{-3}$$

Evenals bij het impact-ionisatieproces wordt screening verwaarloosd. De bezettingsgraad van de fononen is bij 77K erg klein: $n_{LO} = 1/(\exp(\hbar\omega_{LO}/kT) - 1) = 0.03 \ll 1$. De absorptie van polaire fononen is daarom te verwaarlozen ten opzichte van de emissie als de kinetische energie van het elektron groter is dan $\hbar\omega_{LO}$.

We kunnen vergelijking (II.29) verder uitwerken voor elektronen met een kinetische energie groter dan de drempelenergie voor impact-ionisatie: $k > 4.3 \cdot 10^8 \text{ m}^{-1}$.

Dan geldt dat dE_c/dk nagenoeg constant is: $dE_c/dk = 7.5 \cdot 10^{-10} \text{ eV m} = \hbar v_\infty$.

Omdat $\hbar\omega_{LO}$ nagenoeg constant is kunnen we aannemen dat $dk = |\bar{k}| - |\bar{k}'|$ constant is: $dk = \hbar\omega_{LO}/(dE_c/dk) = 3.2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$. Verder is de integrand in (II.29) rotatiesymmetrisch rondom \bar{k} , zodat we uiteindelijk kunnen schrijven

$$(II.30) \quad w_{\text{pop}}(k) = C_0 \cdot \int_0^\pi d\theta \cdot \sin\theta \cdot \frac{G_0 + G_1 \cos\theta + G_2 \cos^2\theta}{1 + (k/k')^2 - 2(k/k') \cos\theta} = \int_0^\pi d\theta \cdot w_{\text{pop}}(\theta, k)$$

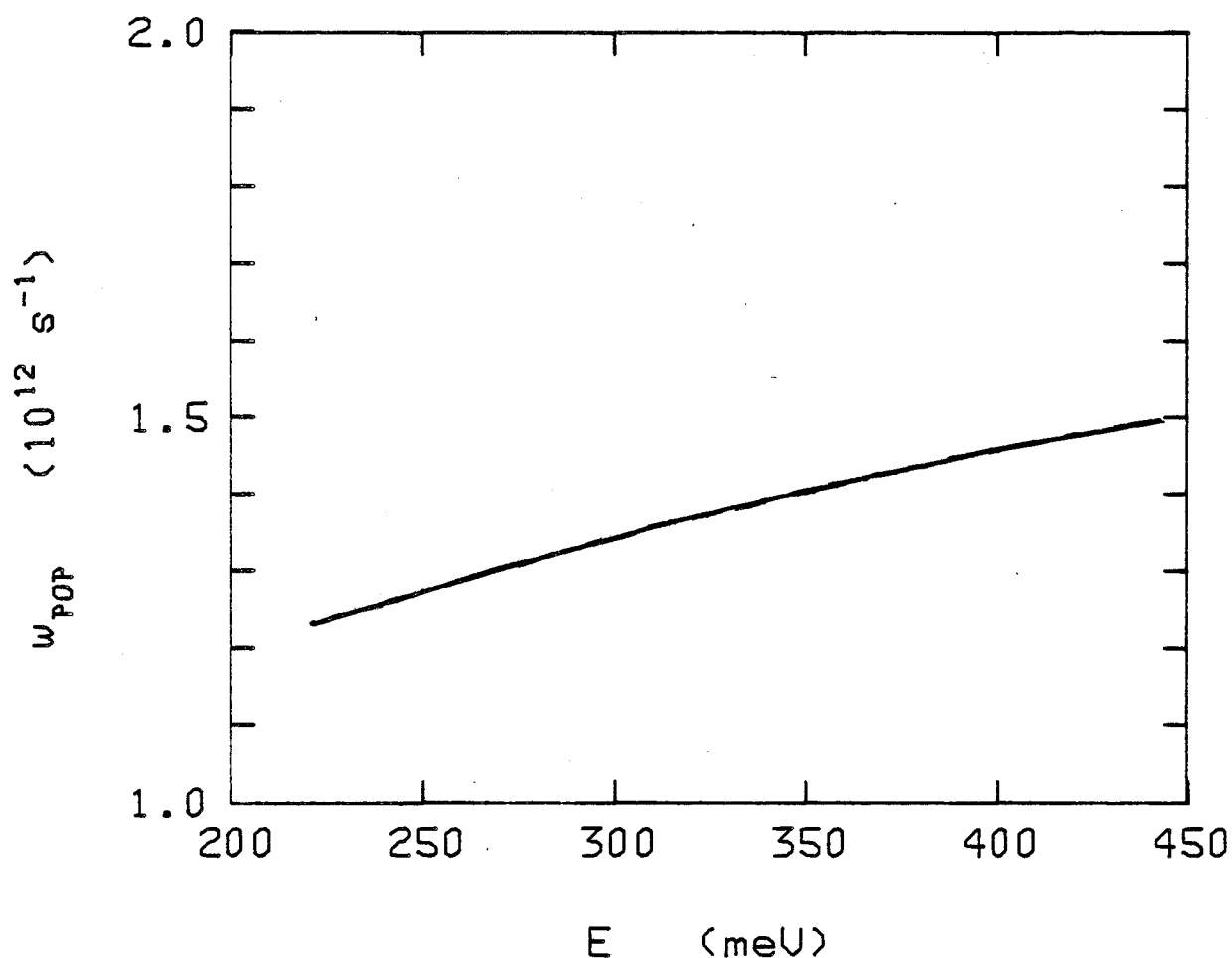
$$= C_0 \cdot (k'/k) \cdot \left\{ \left[G_0 + G_1 \cdot \frac{1 + (k/k')^2}{2(k/k')} + G_2 \cdot \frac{(1 + (k/k')^2)^2}{4(k/k')^2} \right] \cdot \ln \left| \frac{1 + (k/k')}{1 - (k/k')} \right| \right.$$

$$\left. - (G_1 + G_2 \cdot \frac{1 + (k/k') + (k/k')^2}{2(k/k')}) \right\}$$

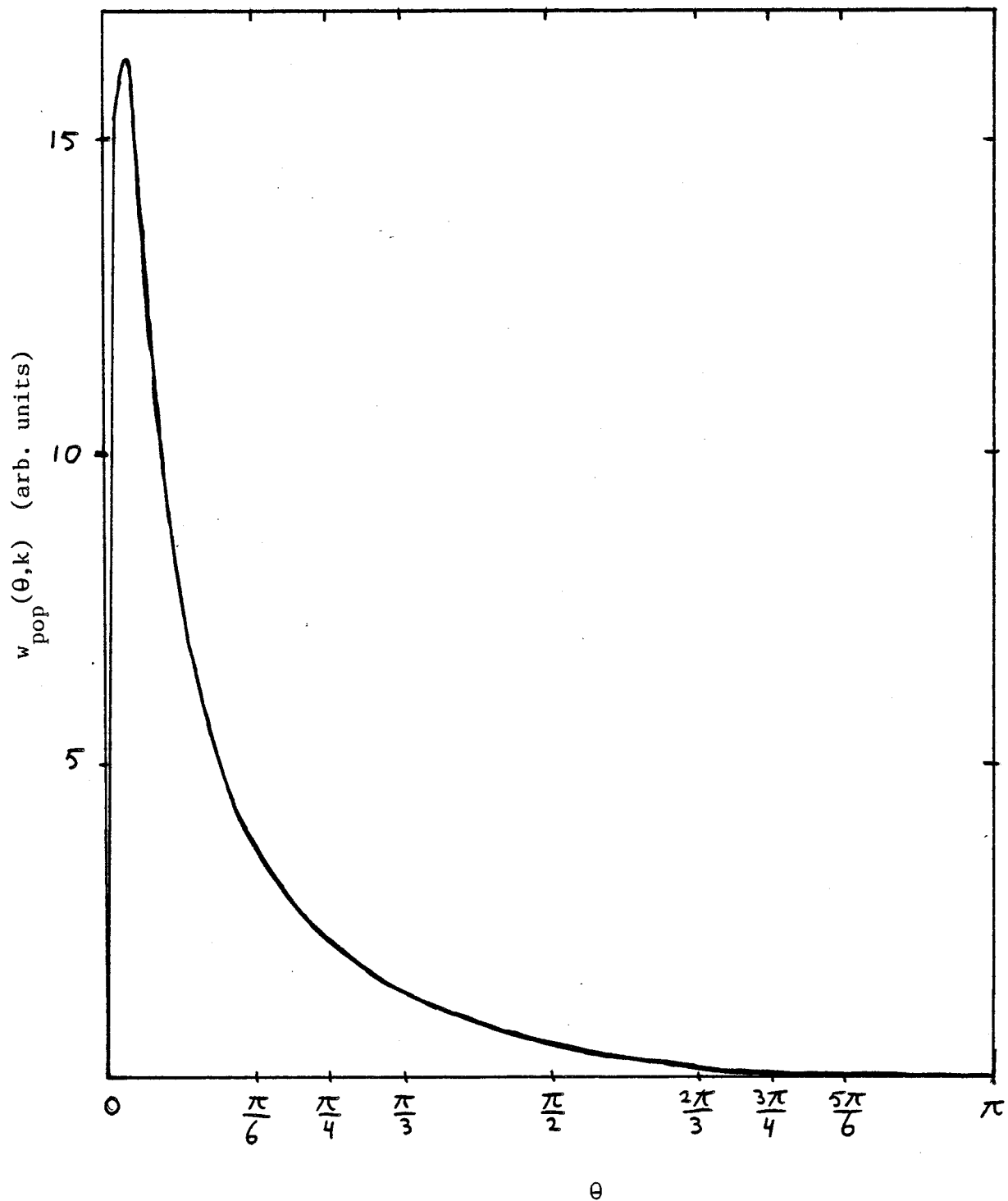
$$\text{met } C_0 = \frac{e^2 \omega_{LO}}{4\pi \epsilon_0 \hbar v_\infty} \cdot \left(\frac{1}{K_\infty} - \frac{1}{K_s} \right) = 5 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1} \quad \text{en } k' = k - dk = k - 3.2 \cdot 10^7 \text{ m}^{-1}$$

In figuur 10 is $w_{\text{pop}}(E)$ weergegeven. E is de kinetische energie van een elektron met golfvector k : $E = E_c(k) - E_g$. Het blijkt dat w_{pop} niet sterk verandert over het geschetste energiegebied: $w_{\text{pop}} \approx 1.4 \cdot 10^{12} \text{s}^{-1}$.

In figuur 11 is voor $k = 5 \cdot 10^8 \text{m}^{-1}$ $w_{\text{pop}}(\theta, k)$ weergegeven, en daarin is duidelijk te zien dat voorwaartse verstrooiing sterk overheerst bij polaire optische fononenverstrooiing (vanwege $1/|\bar{k} - \bar{k}'|^2$ maar ook vanwege $|I_{ck}^{\bar{k}}|^2$).



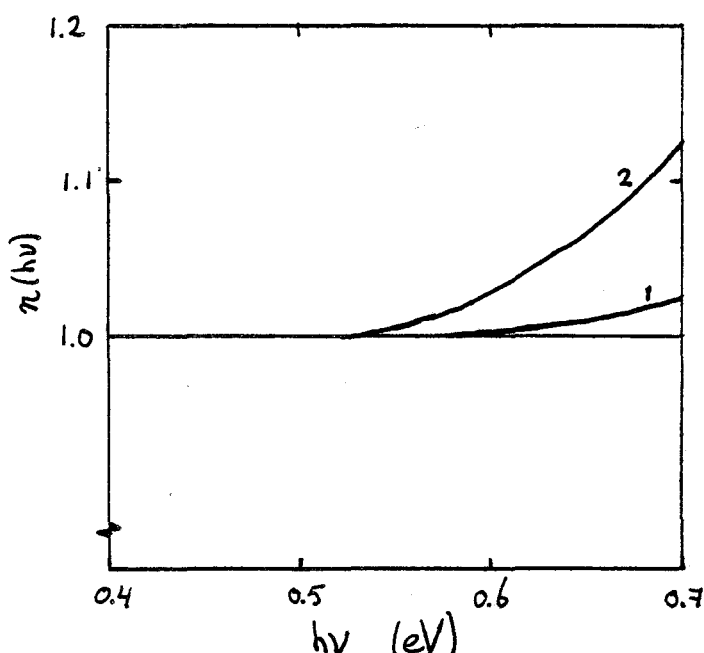
Figuur 10. Polaire optische fononenverstrooiingswaarschijnlijkheid per tijdseenheid als functie van de kinetische energie van het elektron: $w_{\text{pop}}(E)$



Figuur 11. Polaire optische fononenverstrooiingswaarschijnlijkheid per tijdseenheid als functie van de hoek waarover het elektron met kinetische energie $E=300\text{meV}$ wordt verstrooid.

II.7 Resultaat berekening

In de voorafgaande paragrafen is alle nodige informatie verzameld om de quantum-efficiency te kunnen berekenen volgens de formules (II.16-17). Het uiteindelijke resultaat is weergegeven in figuur 12. Zoals blijkt wijkt de quantum-efficiency nauwelijks van 1 af tot fotonenergieën van 0.7eV. Dit is in tegenstelling tot het resultaat van Beattie [7] dat ook in figuur 12 is weergegeven. Voor fotonenergieën groter dan 0.55eV vindt Beattie een quantum-efficiency wezenlijk groter dan 1. Dat is een gevolg van de grotere impact-ionisatiewaarschijnlijkheid die Beattie berekent. En dat is weer een gevolg van de verkeerde uitdrukking voor de overlapintegraal die Beattie gebruikt.



Figuur 12. Quantum-efficiency als functie van de fotonenergie.

1. Eigen berekening ($T=77K$) 2. Berekening van Beattie [7] ($T=90K$)

De voorlopige conclusie van de berekeningen van de quantum-efficiency is dat de drempelwaarde voor de fotonenergie waarboven de quantum-efficiency groter is dan 1, groter is dan tot nu toe is aangenomen: in plaats van 0.55eV zou dat 0.65eV zijn. Het is twijfelachtig of de berekening nog wel verantwoord is voor fotonenergieën groter dan 0.7eV omdat het Kane-model van de bandenstructuur van InSb enkel een goede beschrijving geeft in de buurt van $k=0$. Verwacht mag echter worden dat de stijging van de quantum-efficiency zich doorzet voor fotonenergieën groter dan 0.7eV.

De grootste onzekerheid in de berekening van de quantum-efficiency is altijd de berekening van $w_i(E)$ geweest. De opzet van de quantum-efficiency experimenten was ook om uit de experimentele bepaling van $\eta(h\nu)$ de grootte van $w_i(E)$ te bepalen. Dank zij een betere uitdrukking voor de overlapintegraal van elektrontoestanden in de geleidingsband en de zware gatenband geloven we dat we een betere schatting voor $w_i(E)$ berekend hebben dan tot dusver gedaan is voor InSb. Bij de berekening van $w_i(E)$ hebben we in formule (II.23) alleen de term met $\bar{L}=0$ meegenomen. Daarbij is de opmerking gemaakt dat de termen met $L \neq 0$ mogelijk voor een wezenlijke bijdrage in $w_i(E)$ zorgen ¹⁴. Meer definitiefs valt daarover op dit moment niet te zeggen.

Uit figuur 12 blijkt dat de stijging van $\eta(h\nu)$ boven 1 erg klein is: $\eta(h\nu)=1.025$ voor $h\nu=0.7\text{eV}$. Zelfs al zou $w_i(E)$ een factor 2 en daarmee ook $(\eta(h\nu)-1)$ ongeveer een factor 2 groter zijn, is het effect dat $\eta(h\nu)$ afwijkt van 1 kleiner dan 5% (voor $h\nu < 0.7\text{eV}$). Met andere woorden de verwachting is dat het effect nauwelijks te meten zal zijn voor $h\nu$ kleiner dan 0.7eV.

III. Stationaire fotogeleiding

In het stationaire fotogeleidingsexperiment meten we de toename van de elektrische geleiding van een preparaat als gevolg van lichtinval. Deze toename in elektrische geleiding is everedig met het aantal extra vrije ladingdragers in het preparaat. Het aantal extra vrije ladingdragers wordt in de stationaire situatie bepaald door het evenwicht tussen de creatie van extra ladingdragers door fotonen en de recombinatie van extra ladingdragers in het volume en aan het oppervlak van het kristal. De berekening van dat aantal is reeds in diverse modellen door een groot aantal auteurs beschreven [20]. Een erg eenvoudig model dat de invloed van de recombinatie aan het oppervlak in rekening brengt is oorspronkelijk beschreven door DeVore [21]. Het model is 1-dimensionaal, dat wil zeggen de belichting is homogeen over het gehele oppervlak, de zijvlakken zijn oneindig ver weg en het elektrisch veld parallel aan het oppervlak, nodig om de geleiding te meten, is verwaarloosbaar klein. Ook wordt verondersteld dat de concentratie van extra vrije elektronen veel kleiner is dan de evenwichtsconcentratie, zodat de vergelijkingen in het model lineair zijn. Er wordt ook aangenomen dat trapping van de extra ladingdragers te verwaarlozen is.

DeVore gebruikt de volgende parameters:

(tussen haakjes zijn karakteristieke waarden vermeld die later gebruikt worden in de berekening)

d =dikte van de fotogeleider
($=2 \cdot 10^{-4}$ m)

$I(h\nu)$ =fotonenflux
($\leq 10^{20}$ fotonen/m²s, experimenteel bepaald met hp-detector)

τ =volume-recombinatietijd
($=10^{-6}$ s, [22], [23])

$\alpha(h\nu)$ =absorptiecoëfficiënt
(experimentele bepaling [24], zie II.3)

S =oppervlakterecombinatiesnelheid aan voor- en achtervlak
($=100-1000$ m/s, [22])

D =ambipolaire diffusieconstante, voor n-type materiaal= D_p =diffusieconstante
($=5.3 \cdot 10^{-3}$ m²/s, [25]) gaten

$\lambda(h\nu)$ =quantum-efficiency
(ongeveer gelijk aan 1)

Het aantal vrije ladingdragers per oppervlakte-eenheid wordt gegeven door de volgende formule

$$(III.1) \quad N(h\nu) = F(h\nu) \cdot I(h\nu) \eta(h\nu) \cdot \tau$$

met

$$(III.2) \quad F = \frac{1}{1 - \alpha^2 D \tau} \left\{ 1 - \exp(-\alpha d) - \frac{\alpha S \tau (1 + \exp(-\alpha d)) + \alpha^2 D \tau (1 - \exp(-\alpha d))}{1 + S \sqrt{\tau/D} \coth\left(\frac{d}{2\sqrt{D\tau}}\right)} \right\}$$

(N.B. de $h\nu$ -afhankelijkheid is in de laatste formule niet expliciet weergegeven) In figuur 13 is voor 2 verschillende waarden van S de functie $F(h\nu)$ weergegeven. Duidelijk blijkt dat bij de absorptiekant ($h\nu = 0.225 \text{ eV}$) een delta-achtige piek optreedt. Dat heeft te maken met het feit dat de levensduur van de extra vrije ladingdragers korter is naarmate ze zich dichterbij het oppervlak bevinden, omdat daar de concentratie recombinatietraps groter is. Fenomenologisch wordt deze verkorte levensduur dicht bij het oppervlak beschreven met het begrip oppervlakterecombinatiesnelheid. Als $S=0$ vereenvoudigt de uitdrukking voor F tot $F=1-\exp(-\alpha d)$ en is de piek verdwenen. Figuur 13 laat duidelijk zien dat bij grote waarde van S de absolute grootte van F klein is en dat bovendien F dan sterk afhangt van $h\nu$.

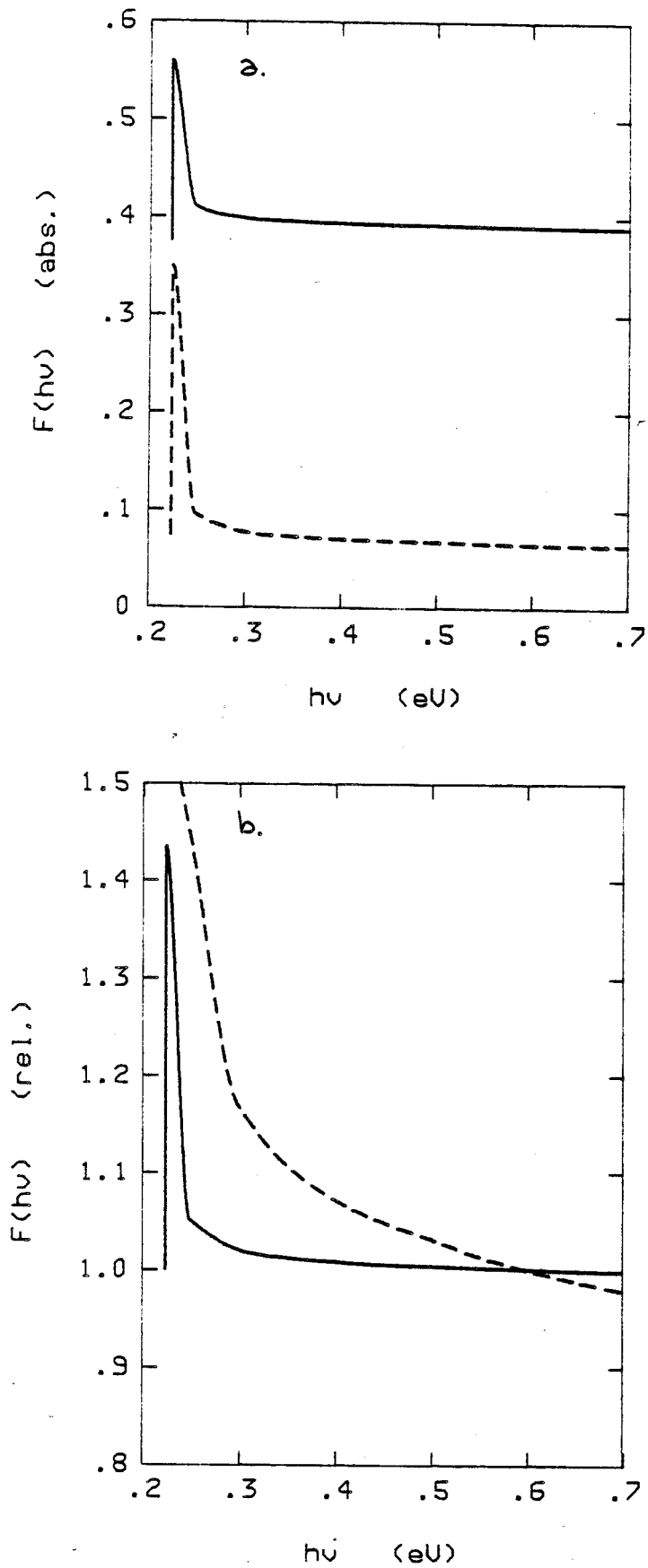
Als we in het vervolg spreken van een kleine S -waarde, bedoelen we daarmee $S \lesssim 100 \text{ m/s}$. In dat geval is $F(h\nu)$ nagenoeg constant op het interval $0.4-0.7 \text{ eV}$, en kunnen we op datzelfde interval $\eta(h\nu)$ rechtstreeks bepalen uit $N(h\nu)$ en $I(h\nu)$

$$(III.3) \quad \eta(h\nu) \propto \frac{N(h\nu)}{I(h\nu)} \quad (\text{als } S \lesssim 100 \text{ m/s})$$

Omdat we toch altijd het quotiënt van $N(h\nu)$ en $I(h\nu)$ meten zullen we dat in het vervolg het meetsignaal $Q(h\nu)$ noemen

$$(III.4) \quad Q(h\nu) = \frac{N(h\nu)}{I(h\nu)}$$

Door $Q(h\nu)$ te meten in de buurt van de absorptiekant kan een indruk verkregen worden van de grootte van S . Evenzo kan de absolute grootte van $Q(h\nu)$ een indruk geven van de grootte van S , hoewel de bepaling van de absolute grootte van $I(h\nu)$ erg lastig is. De experimentele waarnemingen van $Q(h\nu)$ stemmen kwalitatief goed overeen met de beschrijving van de spectrale fotogeleiding $F(h\nu)$ uit dit model.



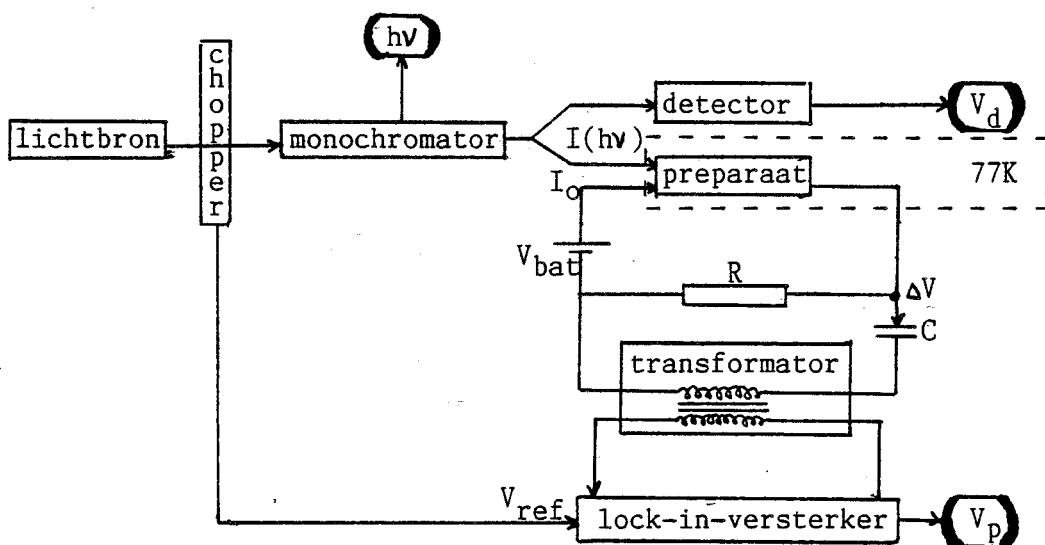
Figuur 13. De functie $F(h\nu)$ voor 2 verschillende waarden van S :

— $S=100\text{m/s}$, - - - $S=1000\text{m/s}$

a. absolute grootte b. genormeerd op 1 voor $h\nu=0.6\text{eV}$ (relatieve grootte)

IV. Experiment

In figuur 14 is een schema van de opstelling weergegeven.



Figuur 14. Schematische voorstelling experiment

De lichtbron is een Nernst-stift. Het continue spectrum dat deze uitstraalt bezit een maximum in de buurt van $h\nu=0.8\text{eV}$. Een regelcircuit zorgt ervoor dat de lichtintensiteit van de Nernst stabiel blijft. Daardoor kunnen de meting van de lichtintensiteit met de detector en de fotogeleidingmeting met het preparaat op dezelfde plaats korte tijd na elkaar plaats vinden. De lichtbundel wordt met een holle spiegel eerst op de detector afgebeeld om het spectrum van de straling te meten en vervolgens op het preparaat om de fotogeleiding als functie van $h\nu$ te meten.

De monochromator is een Perkin-Elmer prisma monochromator model 98 met een LiF-prisma^[*]. Bij de gebruikte spleetbreedte van $\frac{1}{2}\text{mm}$ bedraagt de resolutie bij fotonenergie 0.6eV ongeveer $\Delta h\nu=0.01\text{eV}$ ($\Delta h\nu/h\nu\approx 2\%$).

[*] Met dank aan dhr. Haanstra van Philips Nat. Lab. Eindhoven voor het in bruikleen geven van de monochromator met prisma.

De detector is een Hewlett-Packard 8334A Radiant flux detector met een venster van kwartsglas. Met deze detector en de bijbehorende meetversterker (8330) zijn absolute lichtintensiteiten te meten ^[x]. De fabrikant geeft op dat de spectrale gevoeligheid (responsivity V/W) van deze detector binnen 3% vlak is over het fotonenergie-interval 0.4-1.2eV. Voor $h\nu < 0.4\text{eV}$ is deze detector niet geschikt vanwege lichtabsorptie in het kwartsglas. Met deze detector kan dus rechtstreeks de hoeveelheid ingestraalde energie gemeten worden onafhankelijk van de fotonenergie. Omdat bovendien de reflectie van de loodrecht invallende lichtbundel aan het InSb-oppervlak nagenoeg constant is, zie figuur 15, is het aantal fotonen dat het preparaat binnendringt evenredig met het detector-sig-naal gedeeld door de fotonenergie:

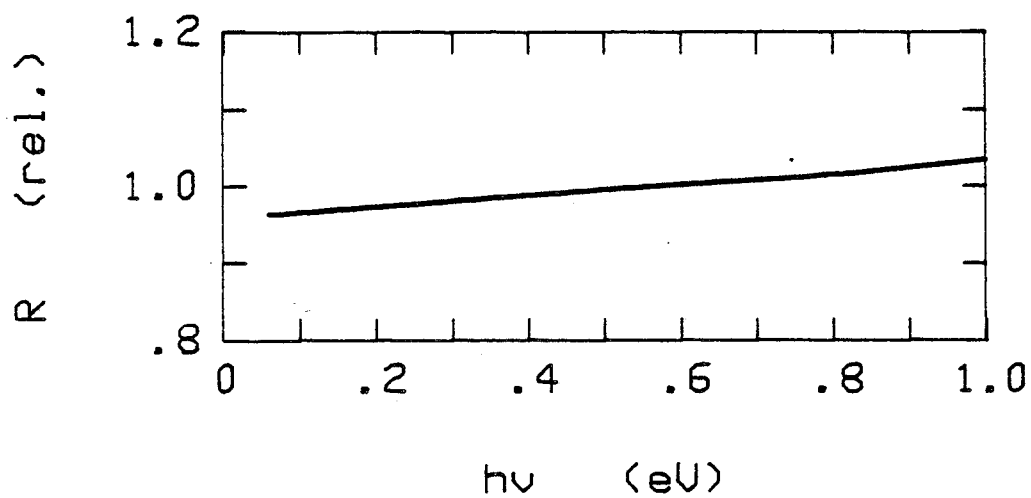
$$(IV.1) \quad I(h\nu) \propto \frac{V_d}{h\nu}$$

Naast de hp-detector is ook gebruik gemaakt van een Barnes T300 pyroëlektrische detector met KRS-5 venster en een Reeder RP-5W thermokoppel met KBr-venster. De veronderstelling dat deze detectoren ook een van de fotonenergie onafhankelijke gevoeligheid bezitten bleek bij een vergelijking met de gevoeligheid van de hp-detector niet waar te zijn (figuur 16). In het verleden ^[26] is vaker gebleken dat thermokoppels een sterk golflengteafhankelijke gevoeligheid bezitten. Beide detectoren zijn gebruikt om informatie te verkrijgen over $Q(h\nu)$ in de buurt van de bandkant en daarmee van de grootte van S.

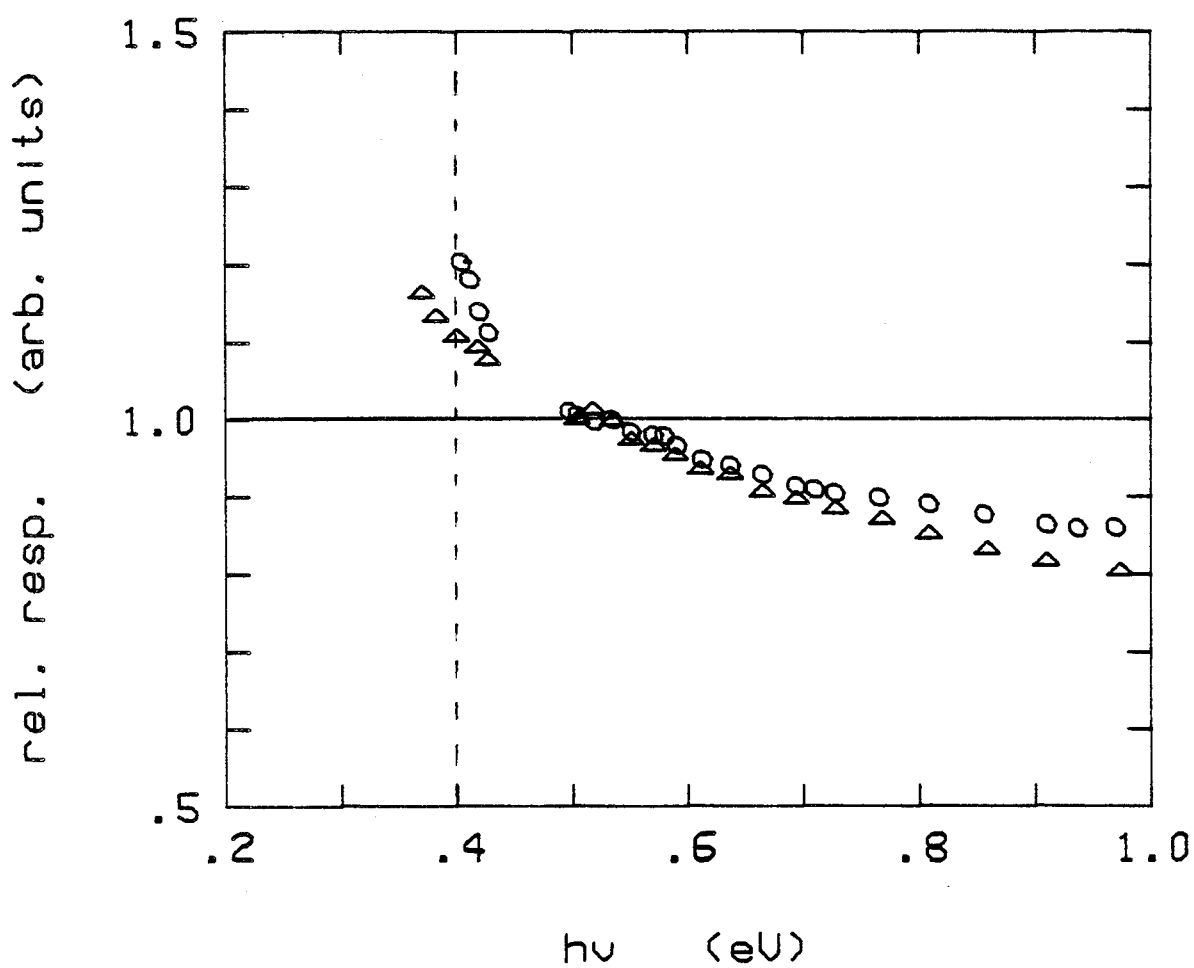
Door het preparaat wordt een nagenoeg constante stroom ($\approx 0.2\text{mA}$) gestuurd, de weerstand R is immers veel groter dan de weerstand van het preparaat ($70\text{k}\Omega$ tegen 150Ω), en de gelijkspanning over het preparaat bedraagt gemiddeld ongeveer 30meV . Het gebruik van een constante stroom is te prefereren boven aanpassing van de belastingweerstand aan de preparaatweerstand ^[28]. De spanningsvariatie over het preparaat als gevolg van lichtinval is evenredig met het aantal extra vrije ladingdragers in het preparaat: $\Delta V \propto N(h\nu)$. Een chopper zorgt voor de modulatie van de lichtbundel zodat ΔV fasegevoelig kan worden gemeten met een lock-in-versterker. De gekozen frequentie (100-300Hz) is voldoende laag om de lichtintensiteit met de pyroëlektrische detector en het thermokoppel fasegevoelig te kunnen meten ^[+], terwijl de laagfrequente ruis gemakkelijk onderdrukt kan worden. De fotogeleiding is bij deze frequenties quasi-stationair. De transformator zorgt voor een aanpassing van de lage preparaatweerstand op de lock-in-

^[x] geleend van de vakgroep Elektrotechnische Materiaalkunde, afdeling der Elektrotechniek.

^[+] met de hp-detector wordt de lichtintensiteit niet fasegevoelig gemeten.



Figuur 15. Reflectiecoëfficiënt R van InSb genormeerd op 1 voor $h\nu=0.6\text{eV}$. Absolute waarde van R bedraagt 36.4% voor $h\nu=0.6\text{eV}$ [27].



Figuur 16. Relatieve gevoeligheid van Barnes pyroëlektrische detector (o) en Reeder thermokoppel (Δ) ten opzichte van hp-detector.

versterker waardoor een betere signaal-ruis-verhouding ontstaat en transformeert het signaal tevens een factor 80 op. Het uitgangssignaal van de lock-in-versterker is evenredig met het aantal extra vrije ladingdragers in het preparaat:

$$(IV.2) \quad N(h\nu) \propto V_p$$

Als blijkt dat het preparaat een kleine S-waarde bezit wordt het verloop van $\eta(h\nu)$ bepaald door (III.3)

$$(IV.3) \quad \eta(h\nu) \propto \frac{V_p \cdot h\nu}{V_d} = Q(h\nu) \quad (S \leq 100 \text{ m/s})$$

Een probleem bij de meting is dat in het energieinterval 0.43-0.5eV sterke absorptie optreedt door H_2O en CO_2 in de atmosfeer [29]. Een nauwkeurige bepaling van $\eta(h\nu)$ is niet mogelijk in dat interval. Op grond van de meetresultaten, zie volgende hoofdstuk, waaruit blijkt dat de meetpunten aan weerszijden van het interval goed op elkaar aansluiten, is gekozen voor het weglaten van de meetpunten in dat interval.

De preparaten waaraan is gemeten zijn verkregen uit 2 verschillende plakken n-type materiaal waarvan de door de fabrikant verstrékte gegevens luiden

	$n_0(77K)(m^{-3})$	$\mu_n(77K)(m^2/Vs)$
Cominco 4806	$5 \cdot 8 \cdot 10^{19}$	60-80
Monsanto 47/5	$1.6 \cdot 10^{20}$	55

De preparaten zijn door de standaard bewerkingen (zagen, polijsten, etsen) [30] op de karakteristieke afmetingen $l \times b \times d = 10 \times 0.5 \times 0.2 \text{ mm}^3$ gebracht. De afmetingen van het belichte oppervlak zijn enigszins kleiner dan de afmetingen van de lichtvlek ($l \times b = 15 \times 1 \text{ mm}^2$). Hoe dunner het preparaat hoe groter het signaal dat gemeten wordt. Er zijn echter 2 nadelen aan een erg dun preparaat, namelijk dat het preparaat gemakkelijk breekt en dat de verhouding oppervlak ten opzichte van volume erg ongunstig is, met als gevolg dat oppervlakteïnvloeden erg belangrijk zijn. We hebben een dikte van 0.2mm gekozen mede omdat dan de dikte groter is dan de diffusierecombinatielengte ($\approx 0.07 \text{ mm}$) en de oppervlakterecombinatie aan het achtervlak niet zo belangrijk is als aan het belichte voorvlak.

Aan de uiteinden van de preparaten zijn vervolgens 2 zilverdraden gesoldeerd met zogenaamde Microcream [31]. De contacten waren in bijna alle gevallen ohms. Vervolgens zijn de preparaten op een Al_2O_3 -plaatje geplakt met bijenwas (vloeibaar bij $\pm 100^\circ\text{C}$). Al_2O_3 bezit een thermische uitzettingscoëfficiënt die nagenoeg gelijk is aan die van InSb, zodat de kans op breken bij afkoelen klein is. Wel gebeurde het een enkele keer dat bij herhaalde malen afkoelen de bijenwas barstte en het preparaat loskwam. Het monteren van het preparaat in de opstelling gebeurt door het Al_2O_3 -plaatje met een thermische pasta op de koude vinger van een vloeibare-stikstof-cryostaat te plakken. De ruimte waarin het preparaat zich bevindt wordt vacuüm gezogen ($3 \cdot 10^{-3}\text{Pa}$) ter isolatie. Dat voorkomt ook dat het preparaat van een dikke ijslaag wordt voorzien als het afgekoeld wordt. Door de cryostaat langzaam te laten opwarmen kunnen ook metingen gedaan worden bij een hogere temperatuur. Omdat de gelijkstroomweerstand van het materiaal een maximum vertoont bij een temperatuur in de buurt van 130K verandert het meetsignaal bij die temperatuur erg weinig als functie van de temperatuur. De temperatuur van de koude vinger wordt gemeten met een chromel-alumel thermokoppel. Een CaF_2 -venster in de cryostaat zorgt ervoor dat het licht het preparaat kan bereiken. Gecontroleerd is dat de transmissie van het CaF_2 -venster onafhankelijk is van de fotonenergie in het te onderzoeken interval.

De preparaten die meteen na het solderen en opplakken in de opstelling worden gebracht vertonen zonder uitzondering een grote piek in het meetsignaal $Q(h\nu)$ voor fotonenergieën in de buurt van 0.225eV. Waarschijnlijk is het opwarmen van het preparaat tijdens het solderen en het opplakken, debet aan de grote S-waarde. Sunde [32] heeft laten zien dat een warmtebehandeling op 110°C de gevoeligheid van een InSb-detector sterk degradeert. Daarom is het noodzakelijk om kort voordat de preparaten in de opstelling worden gemonteerd het oppervlak nog een laatste etsbehandeling te geven. Om te voorkomen dat de contacten daarbij vernield worden, worden deze met bijenwas bedekt. Met een wattenstaafje gedrenkt in een 0.5% broom in methanol oplossing wordt gedurende een korte tijd ($\approx 15\text{s}$) over het oppervlak geveegd, waarna het oppervlak wordt schoongespoeld met methanol en na een visuele controle snel in de opstelling wordt gebracht. Als tijdens de meting blijkt dat S nog tamelijk groot is wordt de behandeling herhaald. De oppervlakken zijn moeilijk vlak te houden omdat niet alle gedeelten van het oppervlak even goed bereikbaar zijn met het wattenstaafje. Bovendien is de kans groot dat het dunne preparaat breekt als de behandeling niet erg voorzichtig gebeurt. In een aantal gevallen gaf deze behandelingsmethode

oppervlakken met een acceptabele oppervlakterecombinatiesnelheid ($S \leq 100 \text{ m/s}$).

Tijdens de metingen bleek dat het oppervlak binnen een week vaak zo ver dege-
nereert dat het opnieuw behandeld moet worden voordat er opnieuw aan gemeten
kan worden. Daarom zijn pogingen gedaan om het oppervlak te passiveren. In het
ideale geval zou het oppervlak daarna een lage en constante S moeten bezitten.
Een 2-tal preparaten zijn elektrolytisch geëetst en anodisch geëoxideerd volgens
de methode beschreven door Proper [33]. De meetresultaten van deze preparaten
zullen evenals die van de preparaten met de "verse" oppervlakken in het vol-
gende hoofdstuk besproken worden.

Uit bovenstaande blijkt al wel dat de toestand van het oppervlak een tamelijk
onzekere factor vormt in het experiment, die in het verleden waarschijnlijk te
vaak is onderschat. Een ruwe controlemeting hebben we uitgevoerd bij een aantal
preparaten door een spanning loodrecht op het oppervlak aan te leggen en te
kijken of dat invloed heeft op de metingen. Het preparaat is dan bedekt met een
dun laagje mylar waarop een semi-transparante Pt-film gesputterd is. De trans-
missie van het geheel bedraagt ongeveer 70% en is nagenoeg onafhankelijk van
de fotonenergie. De invloed van het oppervlak op de metingen komt later
uitgebreider ter sprake.

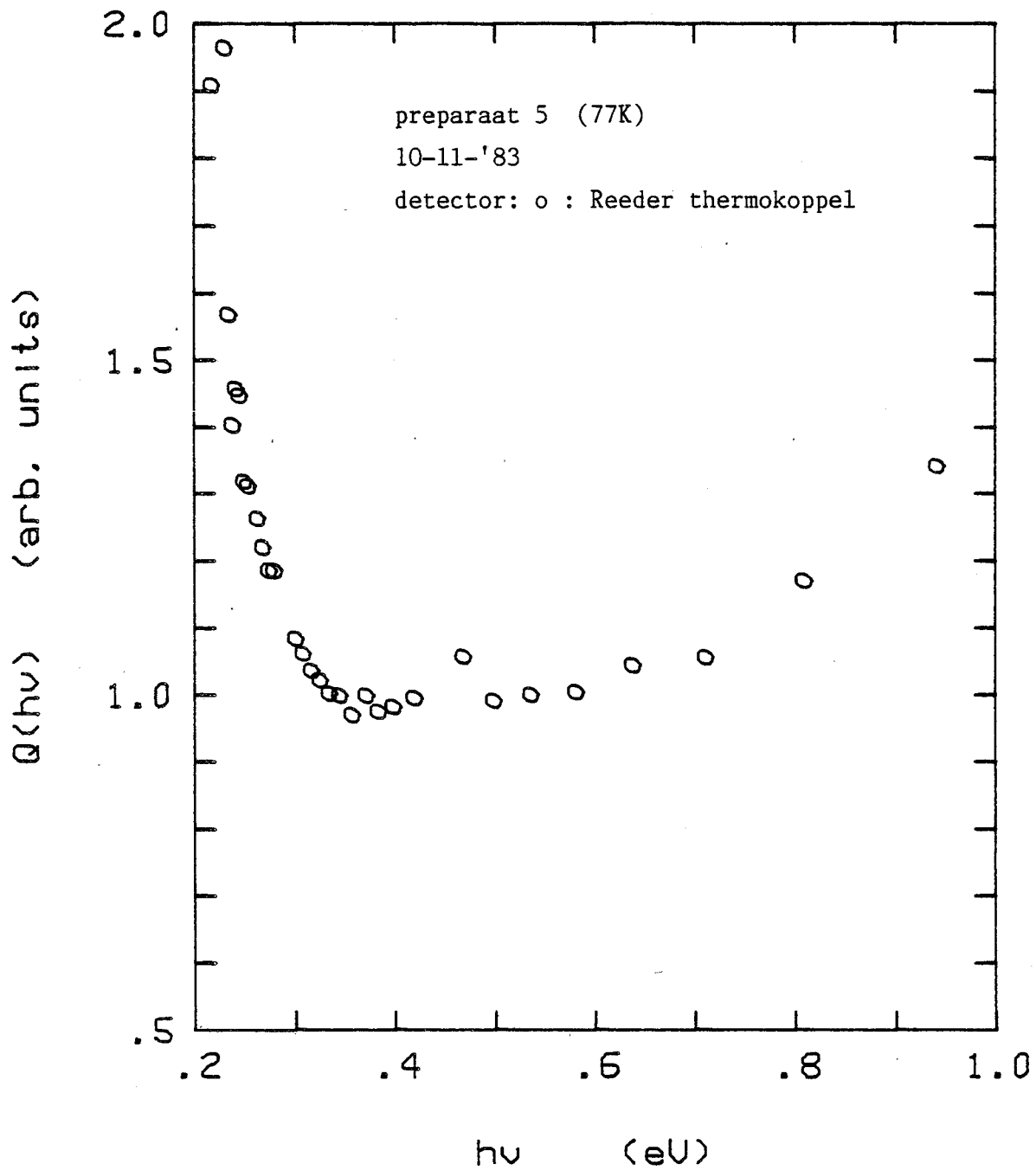
Opmerking: met dank aan Tang Xiao die de behandeling van de preparaten voor zijn rekening heeft
genomen.

V. Meetresultaten

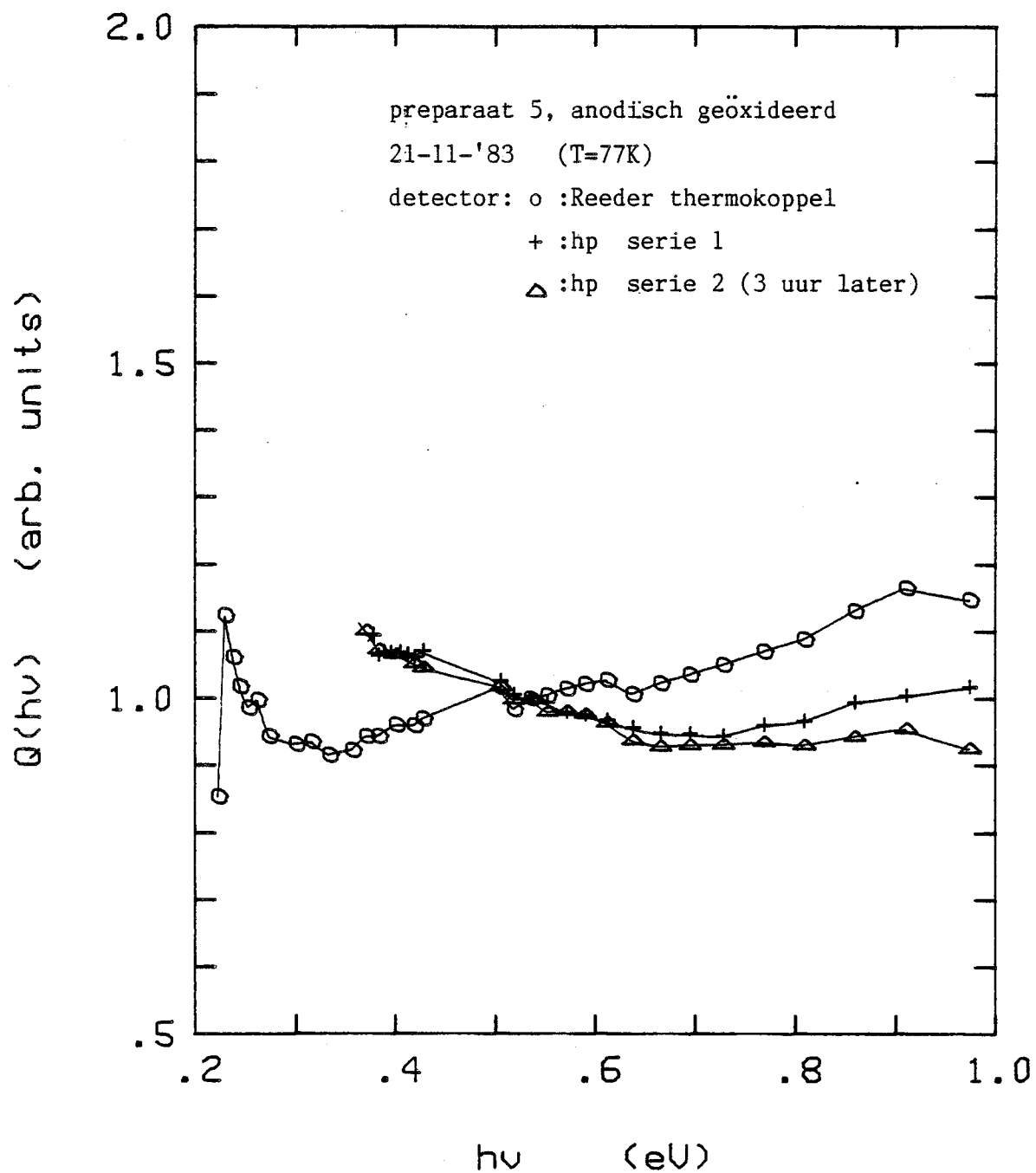
Aan de hand van een aantal gemeten $Q(h\nu)$ -curves zullen de bijzonderheden uit het experiment naar voren worden gehaald.

De $Q(h\nu)$ -curve van een preparaat met een grote S -waarde gemeten met het Reeder thermokoppel staat afgebeeld in figuur 17. De piekwaarde is groter dan 4 en ligt ver buiten het plaatje. De waarde van S is dus groot en op grond van hoofdstuk III figuur 14 zou een sterk dalend verloop van $Q(h\nu)$ verwacht moeten worden voor $h\nu > 0.35\text{eV}$. Dat de $Q(h\nu)$ -curve gedeeltelijk vlak en voor $h\nu > 0.6\text{eV}$ ook nog stijgend verloopt is een gevolg van de spectrale gevoeligheid van het Reeder thermokoppel (zie figuur 16), die een afnemende functie is van $h\nu$. Het moge duidelijk zijn dat de combinatie van een grote S -waarde en een spectraal niet-neutrale detector in dit geval tot een $Q(h\nu)$ -curve leidt die maar al te snel aanleiding zou kunnen geven tot het idee dat bij een fotonenergie van 0.6eV een sterke knik ligt waarboven $\eta(h\nu)$ groter dan 1 is.

De $Q(h\nu)$ -curves van een anodisch geoxideerd preparaat gemeten met het Reeder thermokoppel en met de hp-detector staan afgebeeld in figuur 18. Het is hetzelfde preparaat als dat uit figuur 17, echter is het nu opnieuw geëetst en vervolgens anodisch geoxideerd. Hoewel de piek in de $Q(h\nu)$ -curve gemeten met het Reeder thermokoppel niet erg groot is, vertoont de $Q(h\nu)$ -curve gemeten met de hp-detector tot aan ongeveer 0.65eV een dalend verloop. Opvallend is ook dat de 2e meetserie met de hp-detector, die ongeveer een halve dag na de eerste meetserie plaatsvond, voor $h\nu > 0.65\text{eV}$ kleinere waarden voor $Q(h\nu)$ oplevert, zodat het oppervlak niet echt gepassiveerd was. Tussen de 2 meetseries bleef de temperatuur van het preparaat beneden 130K . Verdere metingen aan dit preparaat waren niet mogelijk omdat de bijenwas barstte bij een 2e maal afkoelen en daarmee ook een contact van het preparaat rukte. Een tweede preparaat dat geoxideerd was leverde een erg instabiel meetsignaal en een erg grote waarde voor S , zodat het anodisch oxideren in ons geval (slechts 2 preparaten) geen onverdeeld succes was. Mogelijk is de stroomdichtheid die bij het anodiseren gekozen wordt een erg kritische waarde wil men een homogene oxide-laag groeien [34].

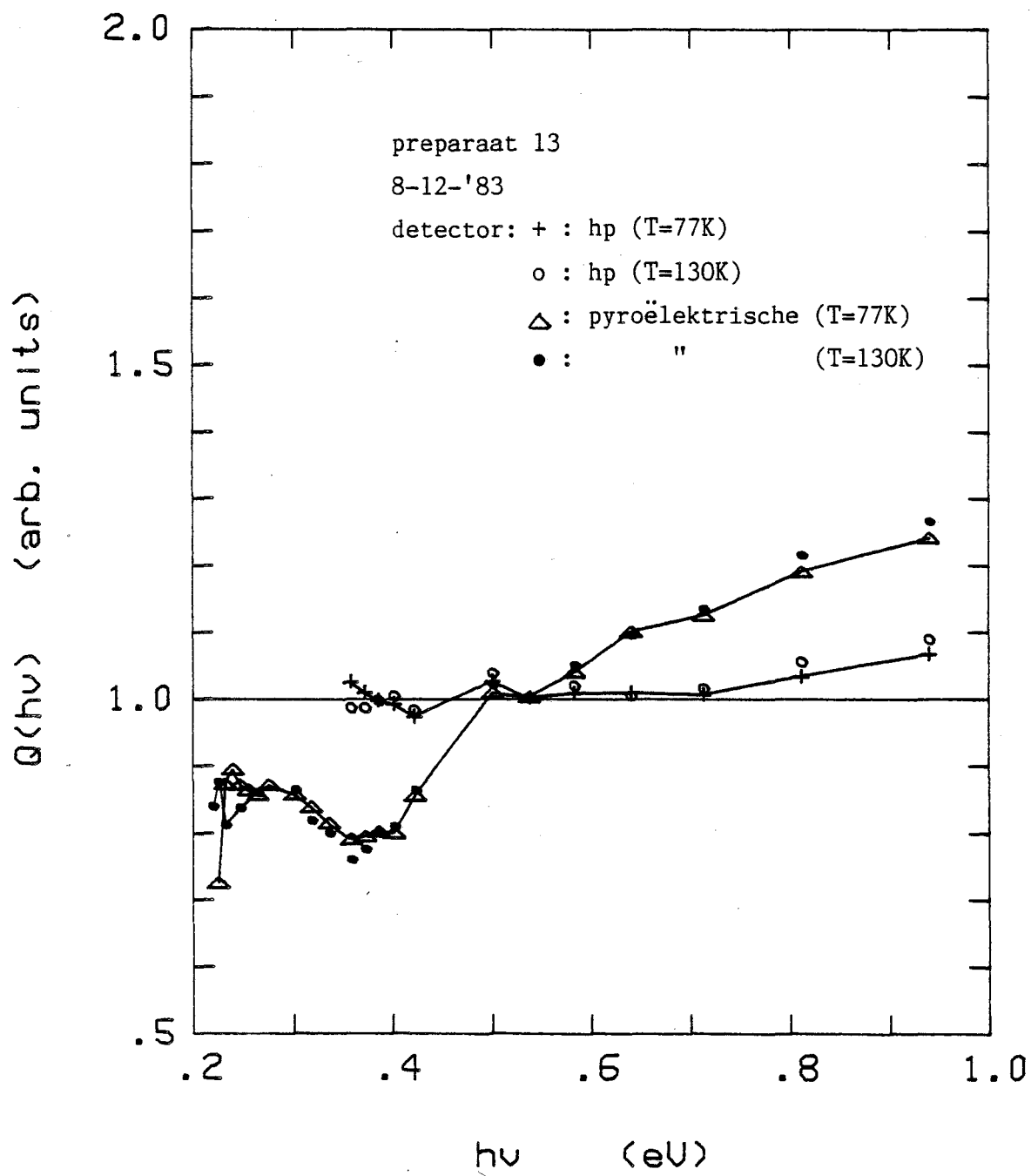


Figuur 17. $Q(h\nu)$ -curve van preparaat met oppervlak dat niet behandeld is na het aanbrengen van de contacten. Bij de meting van $I(h\nu)$ is niet in rekening gebracht dat de gevoeligheid van het thermokoppel van de fotonenergie afhangt.

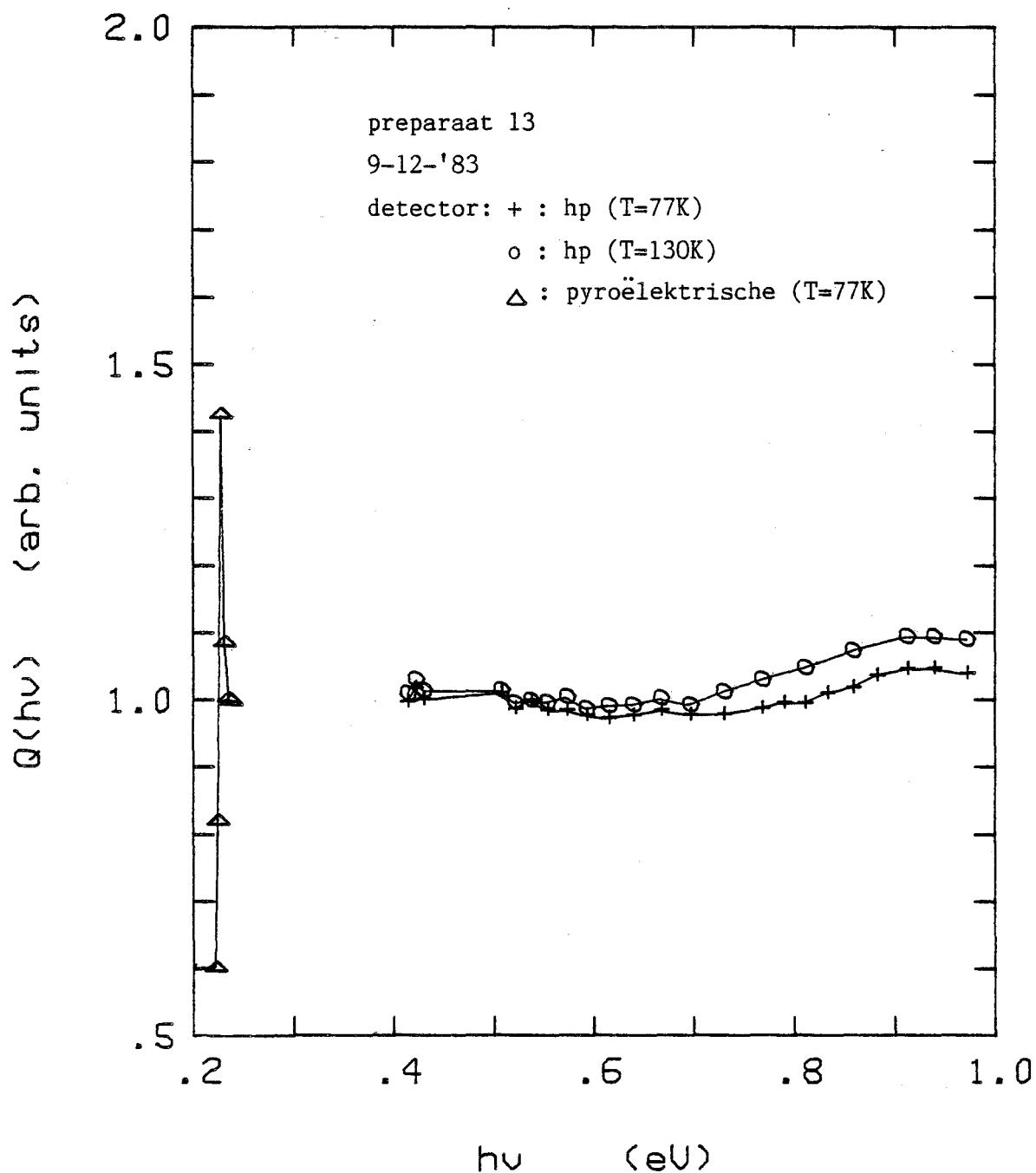
Figuur 18. $Q(h\nu)$ -curve van preparaat met anodisch geoxideerd oppervlak.

De $Q(h\nu)$ -curves van een preparaat met een erg kleine S -waarde staan afgebeeld in figuur 19. De metingen met de pyroëlektrische detector en de hp-detector zijn gedaan zo snel mogelijk nadat het preparaat een laatste etsbehandeling heeft ondergaan. Er is bij 2 temperaturen gemeten: $T=77K$ en $T=130K$. In de met de pyroëlektrische detector gemeten Q -curve ontbreekt de piek bij de absorptiekant bijna volledig, zowel voor $T=130K$ als voor $T=77K$. Dat duidt op een erg lage waarde van S . Het stijgend verloop van deze Q -curve is opnieuw een gevolg van de fotonenergieafhankelijke gevoeligheid van de detector. De Q -curves gemeten met de hp-detector vertonen een vlak verloop tot ongeveer $0.7eV$ en een zwak stijgend verloop voor grotere fotonenergieën. Om te onderzoeken of de knik bij $0.7eV$ mogelijk het gevolg is van het feit dat voor $h\nu > 0.7eV$ $\eta(h\nu)$ groter dan 1 is, is gemeten bij 2 temperaturen. Het idee was dat de energie waar de stijging begint evenredig zou moeten zijn met de bandafstand. Voor $T=130K$ is de bandafstand ongeveer $15meV$ kleiner dan voor $T=77K$. Bij de absorptiekant is de verschuiving in $Q(h\nu)$ duidelijk te zien. De verschuiving van de knik bij $0.7eV$ zou ongeveer 3 keer groter moeten zijn, dus de stijging in $Q(h\nu)$ zou $45meV$ lager in energie moeten beginnen. Deze verschuiving is in figuur 19 nauwelijks waarneembaar. Dat komt ook omdat de helling van de $Q(h\nu)$ -curve voor $h\nu > 0.7eV$ erg klein is (0.015 per $45meV$) en een horizontale verschuiving van de knik zal de meetpunten dus nauwelijks in verticale richting verplaatsen. In een volgende meetserie is geprobeerd precieser naar dit temperatuureffect te kijken.

In figuur 20 zijn van hetzelfde preparaat de $Q(h\nu)$ -curves weergegeven die een dag later gemeten zijn. Opvallend is dat het verschil in $Q(h\nu)$ voor $T=77K$ en $T=130K$ nu veel groter is. Dat verschil kan niet enkel zijn ontstaan uit een verschuiving van de energie waarboven $\eta(h\nu)$ groter is dan 1. Een bijkomend effect is dat in die ene dag, die tussen de metingen uit figuur 19 en figuur 20 ligt, het oppervlak een grotere S -waarde heeft gekregen. Dat blijkt uit de piek in de $Q(h\nu)$ -curve gemeten met de pyroëlektrische detector en uit de absolute grootte van $Q(h\nu)$ gemeten met de hp-detector, die een factor 1.6 kleiner is geworden. Het blijkt dat S sterk temperatuurafhankelijk is, omdat de piek in $Q(h\nu)$ verdwijnt als de temperatuur verhoogd wordt. Het verschil in $Q(h\nu)$ als gevolg van het temperatuursverschil komt daarom waarschijnlijk voor het grootste gedeelte voor rekening van een verandering in S . Het preparaat is na de meting uit figuur 19 in een vacuüm van $3 \cdot 10^{-3} Pa$ gebleven, maar is wel op kamertemperatuur geweest voordat het voor de 2e maal is afgekoeld tot $77K$. Mogelijk is dat de oorzaak van de toename van S [22].



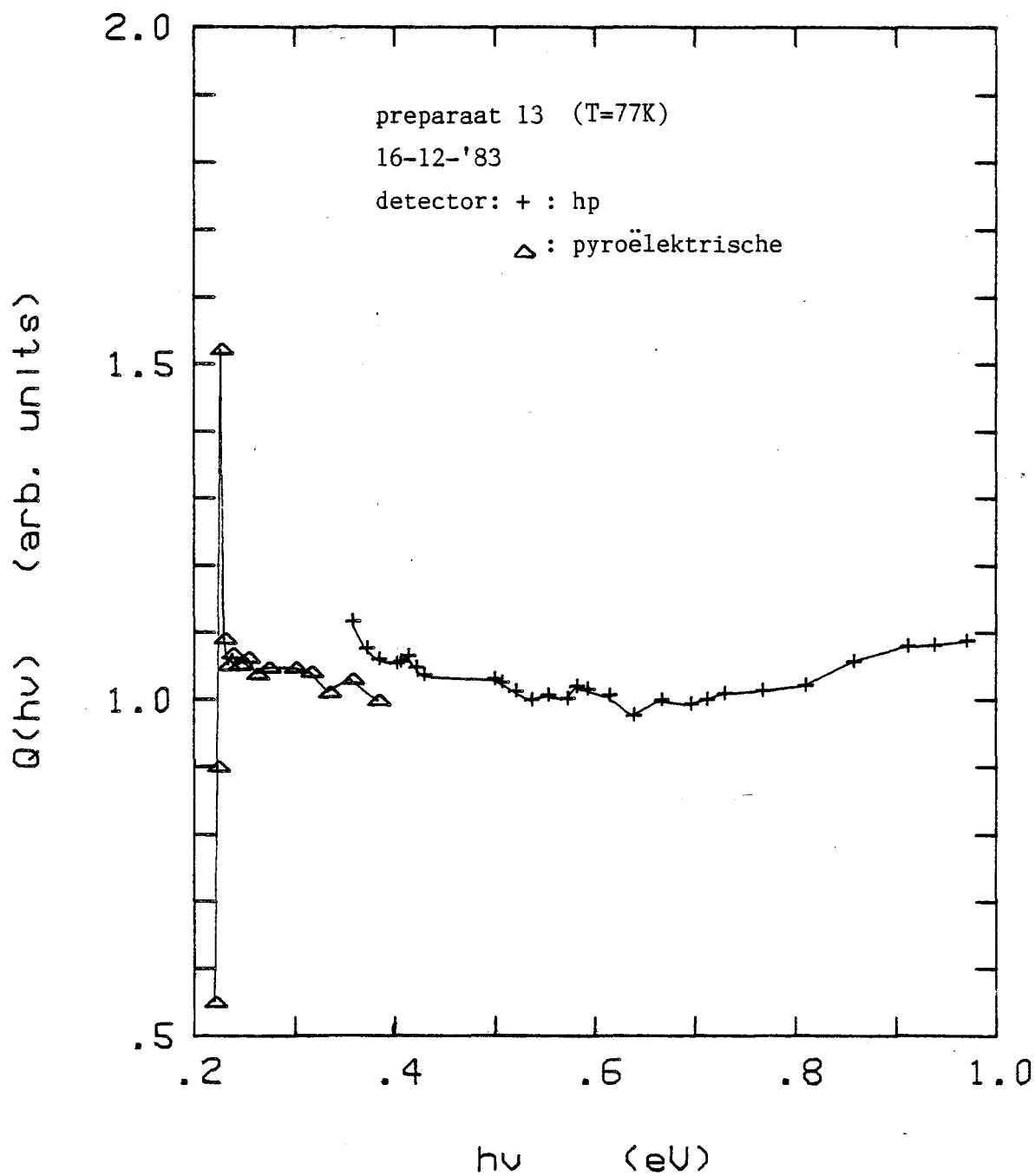
Figuur 19. $Q(h\nu)$ -curves van een preparaat met een kleine S -waarde, gemeten bij $T=77\text{K}$ en $T=130\text{K}$.



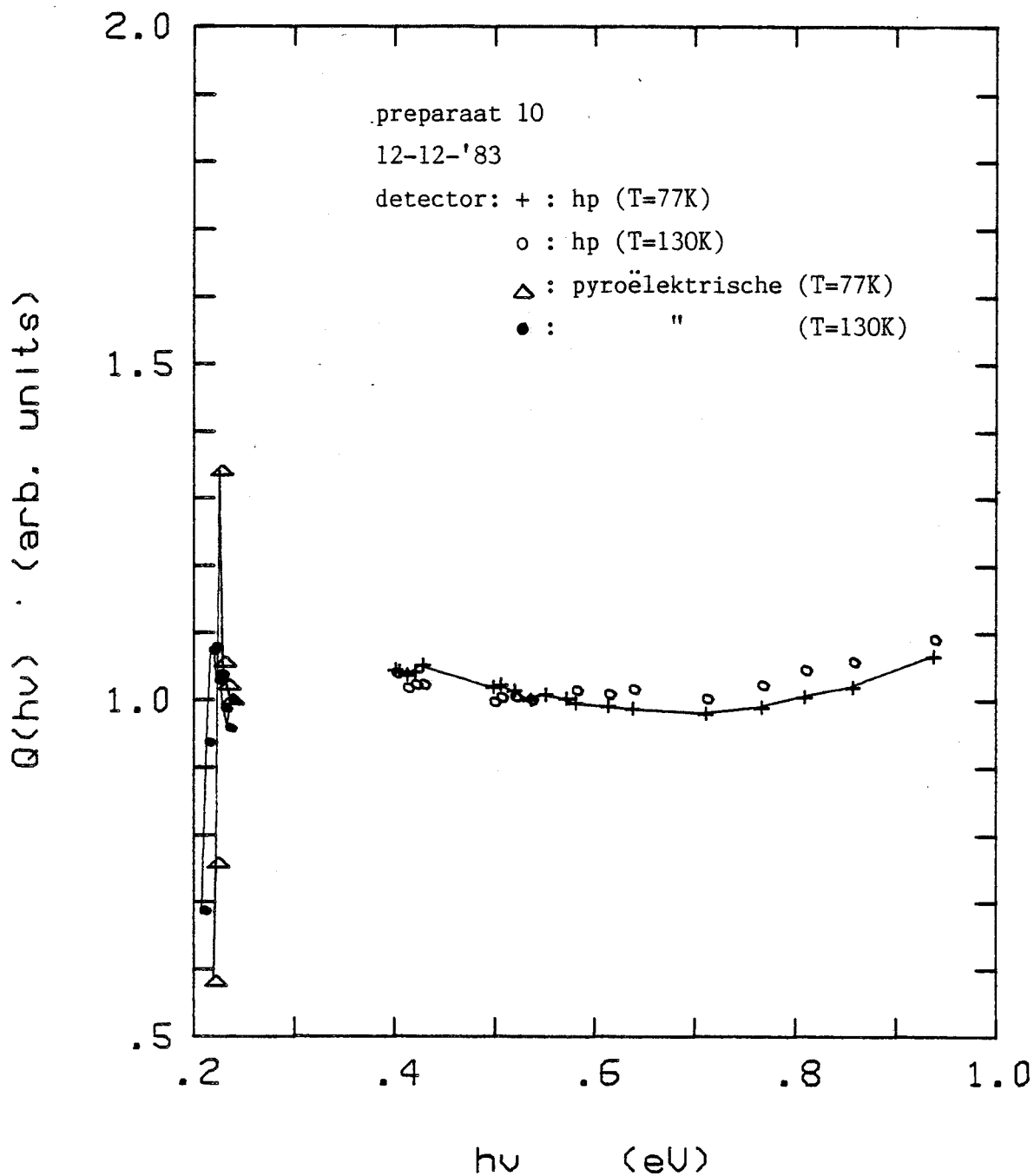
Figuur 20. $Q(h\nu)$ -curves van hetzelfde preparaat als uit figuur 19 een dag later, gemeten bij $T=77\text{K}$ en $T=130\text{K}$. Temperatuursverschil heeft nu grotere invloed op $Q(h\nu)$ dan in de vorige figuur.

In figuur 21 betreft het nogmaals een meting aan hetzelfde preparaat nadat het een week lang in de laboratorium-atmosfeer is geweest. Het verloop van de Q-curve gemeten met de hp-detector is meer dalend dan in de vorige meetseries en bovendien is de absolute grootte van $Q(h\nu)$ nog eens een factor 1.3 kleiner geworden. De relatieve grootte van de piek in de Q-curve gemeten met de pyro-elektrische detector is slechts een klein beetje toegenomen. Deze piek verdwijnt als de temperatuur verhoogd wordt, zodat de temperatuur nog steeds veel invloed heeft op de grootte van S. Dit "natuurlijk" geoxideerde preparaat vertoonde nog enkele andere eigenaardigheden. Zo was de gelijkstroomweerstand met ongeveer 6% afgenomen en was het signaal afkomstig van het preparaat veel instabieler dan voorheen, variaties tot 10% tegen bij het "verse" oppervlak ongeveer 1%. Verder had omgevingslicht invloed op de grootte van het signaal. Positieve veranderingen in Q tot 20% waren mogelijk door het preparaat met niet-gemoduleerd licht van een zaklamp te beschijnen. Dit had bij "verse" oppervlakken geen invloed. Ook een spanning aangelegd loodrecht op het oppervlak beïnvloedde de grootte van het signaal, terwijl dit bij "verse" oppervlakken niet het geval was. Omdat de veranderingen die door die spanningen teweeg werden gebracht niet reversibel waren hebben we dit effect niet systematisch onderzocht. Een negatieve spanning veroorzaakte de eerste keer een kleine toename van Q die bij het weghalen van de spanning niet geheel verdween. Een positieve spanning veroorzaakte vervolgens een grotere toename van Q die wel ongeveer geheel verdween bij het weghalen van de spanning. Het opnieuw aanbrengen van een negatieve spanning veroorzaakte een kleine afname van Q. De grootte van de invloed van een positieve of negatieve spanning werd ook snel kleiner. Om dit rare gedrag van de "natuurlijke" oxidehuid nauwkeuriger te onderzoeken zouden meerdere metingen moeten worden gedaan. Wij hebben ons beperkt tot preparaten die een "vers" geëetst oppervlak hebben en waaraan dit soort effecten niet zijn waargenomen.

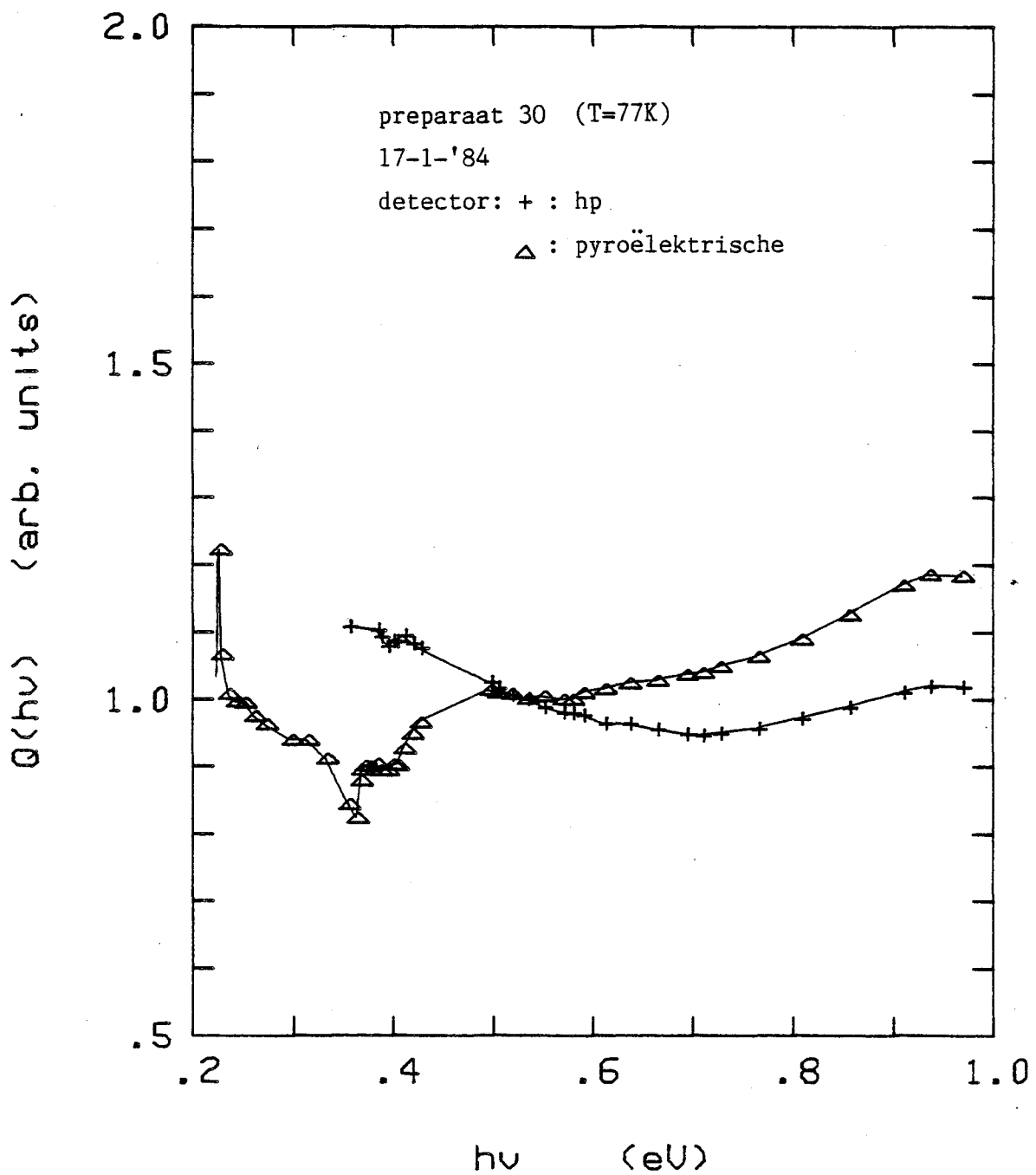
De $Q(h\nu)$ -curves in figuur 22 en figuur 23 zijn gemeten aan 2 andere preparaten met een "vers" geëetst oppervlak en een niet al te grote S-waarde. Het preparaat uit figuur 23 is van het materiaal 47/5 terwijl alle andere preparaten van het materiaal 4608 waren. Het verloop van de curves wijkt niet sterk af van dat uit voorgaande figuren: een vlak tot zwak dalend verloop tot een fotonenergie van ongeveer 0.7eV en een licht stijgend verloop voor grotere fotonenergieën.



Figuur 21. $Q(h\nu)$ -curve van hetzelfde preparaat als uit figuren 19 en 20 een week later.



Figuur 22. $Q(h\nu)$ -curves van een preparaat met een niet erg grote S -waarde.



Figuur 23. $Q(h\nu)$ -curves van een preparaat met een kleine S-waarde.

VI. Diskussie

VI.1. Diskussie meetresultaten

Wat de stabiliteit en de reproduceerbaarheid van onze metingen betreft, deze lag binnen 2% mits binnen 2 uur werd gemeten aan een preparaat met een "vers" geëetst oppervlak en een kleine S-waarde. Dat is terug te zien in het vloeiende verloop van de $Q(h\nu)$ -curves.

In hoeverre het gemeten verband $Q(h\nu)$ overeenstemt met $\alpha(h\nu)$ hangt af van een aantal factoren:

- 1) reflectie van fotonen aan het preparaatoppervlak
- 2) de spectrale gevoeligheid van de referentiedetector
- 3) de oppervlakterecombinatiesnelheid

ad 1) We hebben de metingen van $Q(h\nu)$ niet gecorrigeerd voor de fotonenergieafhankelijkheid van de reflectiecoëfficiënt. De helling van de Q-curves zou iets meer positief moeten zijn. Tussen de fotonenergieën 0.4 eV en 0.8 eV geeft dat een verschil van ongeveer 2%. De reflectiecoëfficiënt wordt voor fotonenergieën kleiner dan 1eV nauwelijks beïnvloed door oneffenheden aan het oppervlak of door natuurlijke oxidatie van het oppervlak [35].

ad 2) De gevoeligheid van de hp-detector is volgens de fabrikant onafhankelijk van de fotonenergie binnen 3%. Voor de Barnes pyroëlektrische detector en het Reeder thermokoppel is dat zeker niet het geval.

ad 3) Tot dusver hebben we de oppervlakterecombinatie beschreven met een enkele constante parameter S. In hoofdstuk III brachten we naaar voren dat S klein moet zijn omdat dan $F(h\nu)$ uit DeVore's model constant is binnen 2% over het interval 0.3eV-0.8eV en het meetresultaat $Q(h\nu)$ evenredig is met de quantum-efficiency $\alpha(h\nu)$. Uit de meetresultaten blijkt dat bij preparaten met een tamelijk kleine piek in de $Q(h\nu)$ -curve bij de absorptiekant, hetgeen aangeeft dat $S \leq 100 \text{ m/s}$, het negatieve verloop van de Q-curve over het interval 0.4-0.6eV die 2% toch te boven gaat. Waarschijnlijk is het model van DeVore (en ook van andere auteurs) te eenvoudig om zulke preciese kwantitatieve uitspraken te doen. In feite is het al zeer bijzonder dat met behulp van een enkele parameter S de invloed van het oppervlak op de metingen kwalitatief zo goed beschreven wordt. Dat het negatieve verloop van $Q(h\nu)$ groter is dan op grond van DeVore's model geschat is, is niet desastreus omdat het in feite enkel om de structuur in $Q(h\nu)$ voor $h\nu > 0.3 \text{ eV}$ gaat.

Een tweede voorwaarde wat S betreft en die veel belangrijker is, is dat S constant moet zijn tijdens een meting van $Q(h\nu)$. Enerzijds betreft dat constant zijn dat S niet verandert in de tijd dat een meting van $Q(h\nu)$ plaatsvindt en anderzijds betreft dat constant zijn dat S niet van $h\nu$ afhangt. Of S voldoende constant is in de tijd is eenvoudig te controleren door een aantal meetpunten aan het einde van de meting nog eens na te meten. De reproduceerbaarheid was beter dan 2% mits de meting niet langer duurde dan 2 uur.

Of S van $h\nu$ afhangt is moeilijker na te gaan. Een statistische beschrijving van de oppervlaktere combinatie analoog aan die van de Shockley-Read-recombinatie [36] laat zien dat S afhangt van het aantal recombinatiecentra aan het oppervlak, de aard en de energieniveaus van deze recombinatiecentra, de oppervlaktepotential, de temperatuur en de concentratie extra ladingdragers. Doordat S van zoveel parameters afhangt, is theoretisch moeilijk na te gaan hoe sterk S afhangt van elke individuele parameter, omdat dat bepaald wordt door de absolute grootte van alle parameters. We hebben aan verschillende preparaten gemeten, waarvan ongetwijfeld de individuele parameters van preparaat tot preparaat verschillend zullen zijn en dus ook de afhankelijkheid van $h\nu$, mede via $I(h\nu)$, verschillend zal zijn. We hebben echter geen grote verschillen in de gemeten $Q(h\nu)$ -curves gevonden. Ook een verandering van de spleetbreedte van de monochromator, dus van $I(h\nu)$, bleek geen verschil te maken voor de meting van $Q(h\nu)$, evenmin het aanleggen van een spanning loodrecht op het belichte oppervlak of een continue achtergrondbelichting.

Een verhoging van de temperatuur had wel een merkbare invloed op de meting van $Q(h\nu)$. Echter afgezien van een iets minder negatieve helling in de Q -curve bleef de vorm van $Q(h\nu)$ gehandhaafd. Dit alles betreft de preparaten met de "vers" geëtste oppervlakken, en we geloven dan ook te mogen concluderen dat in die gevallen S niet of nauwelijks van $h\nu$ afhangt. Het is immers niet waarschijnlijk dat als S sterk van $h\nu$ afhangt, dat in alle gevallen op dezelfde manier gebeurt.

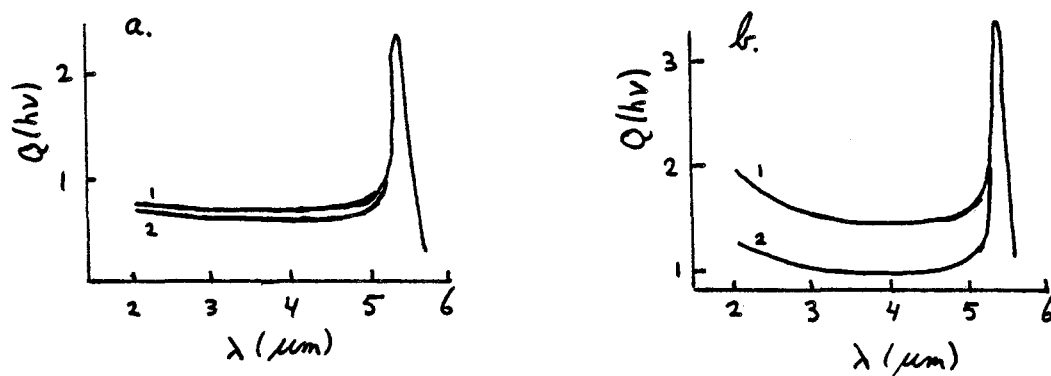
Een ander verhaal wordt het wanneer de preparaten sterk geoxideerd zijn. We hebben bij de preparaten met een natuurlijk oxide van ongeveer een week oud gezien dat S wel te beïnvloeden is door het aanleggen van een spanning loodrecht op het oppervlak en door continue belichting. De veranderingen die daarbij in S optreden zijn niet altijd reversibel. Mede door het feit dat de meetsignalen erg instabiel zijn, zijn dit soort preparaten ongeschikt om quantum-efficiency metingen aan te verrichten.

Interessant in dit opzicht zijn ook de metingen die in de volgende paragraaf aan de orde komen.

VI.2 Literatuur: fotogeleiding aan geöxideerde InSb-preparaten

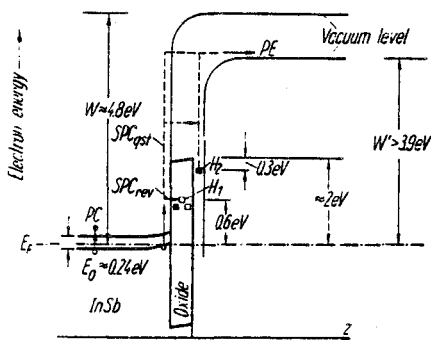
Kovalevskii et al. [37] hebben fotogeleidingsmetingen gedaan aan InSb-preparaten met vers geëttste oppervlakken en aan preparaten met anodisch geöxideerde oppervlakken, zie figuur 24. Opvallend is dat de fotogeleiding van de preparaten met de geöxideerde oppervlakken groter wordt als de golflengte van het licht kleiner wordt dan 2.9 μm ($h\nu > 0.43\text{eV}$) terwijl de fotogeleiding van de preparaten met de geëttste oppervlakken constant is over het gehele interval 2-5 μm ($\approx 0.25\text{--}0.63\text{eV}$). Opvallend is ook dat de invloed van achtergrondbelichting bij de preparaten met de geëttste oppervlakken erg klein is en bij de preparaten met de geöxideerde oppervlakken groot is.

De metingen aan de preparaten met de vers geëttste oppervlakken stemmen zeer goed overeen met onze eigen metingen. De metingen aan de preparaten met de geöxideerde oppervlakken wijzen erop dat de grootte van S van $h\nu$ afhangt indien het oppervlak bedekt is met een oxidehuid. Metingen van de C-V-karakteristieken aan geöxideerde preparaten voorzien van semitransparante nikkelelektroden lieten zien dat belichting met fotonen met een energie 0.43-0.63eV een negatieve lading in de oxidefilm introduceerde, die langzaam verdween na het beëindigen van de belichting. Belichting met fotonen met een energie groter dan 0.63eV resulteerde in een toename van de negatieve lading die niet verdween bij $T=77\text{K}$. De negatieve lading die als functie van $h\nu$ in het oxide wordt geïntroduceerd zorgt voor een verandering van de oppervlaktepotentiaal en daardoor hangt de grootte van S inderdaad van $h\nu$ af.



Figuur 24. Spectrale fotogeleiding $Q(h\nu)$ van InSb-preparaten (relatieve eenheden)
 1. zonder achtergrondbelichting 2. met achtergrondbelichting
 a. geëttste oppervlakken b. anodisch geöxideerde oppervlakken
 (overgenomen van Kovalevskii et al. [37])

Soortgelijke waarnemingen zijn daarvoor ook al gedaan door Pagnia [38]. Pagnia heeft de oppervlakken eerst CP-4A geëetst en vervolgens natuurlijk laten oxideren. De stijging in de $Q(h\nu)$ -curve die hij waarnam voor $h\nu > 0.6\text{eV}$ verklaarde hij echter niet door aan te nemen dat S veranderde als functie van $h\nu$, maar door de redenering dat inderdaad de oppervlaktepotentiaal veranderde als functie van $h\nu$ en dat daarmee de geleiding in de oppervlakte-ruimteladingslaag veranderde. In beide redeneringen is de aanwezigheid van trapniveaus in het oxide een noodzakelijke voorwaarde om de waargenomen effecten te kunnen verklaren. Pagnia beschrijft een band en trap-niveau model van het natuurlijk geoxideerde InSb-oppervlak (figuur 25). De trapniveaus 0.6eV boven de bovenkant van de valentieband kunnen alleen gevuld worden door fotogeëxciteerde elektronen als de fotonenergie groter dan 0.6eV is. Essentieel is dat de elektronen ook inderdaad ingevangen worden door de traps en daar enige tijd blijven zitten. Traps die zich erg dicht bij het interface bevinden zullen nauwelijks in staat zijn om de elektronen enige tijd vast te houden omdat de elektronen erg gemakkelijk naar de geleidingsband van InSb terug tunnelen. Met andere woorden de oxidehuid zal een minimale dikte moeten hebben om dergelijke effecten te kunnen waarnemen.



Figuur 25. Band en trapniveau model van het natuurlijk geoxideerde InSb oppervlak. (overgenomen van Pagnia [38])

Een derde publicatie tenslotte waarin de fotogeleiding van InSb-preparaten met verschillende oppervlakbehandelingen onderzocht is, is van Chaikin et al. [34]. Zij vinden voor preparaten met anodisch geoxideerde oppervlakken soortgelijke curves als uit figuur 24, alleen blijkt de vorm van $Q(h\nu)$ sterk af te hangen van de gebruikte anodiseerstroomdichtheid. Waarschijnlijk hangt het aantal trapniveaus en de aard daarvan sterk af van het groeiproces van het oxide.

Uit dit alles mag wel blijken dat een oxidehuid op het InSb-oppervlak de foto-geleidingsmetingen danig kan bederven. Een verkeerde interpretatie van dergelijke oxide-effecten zou tot de conclusie kunnen leiden dat $\lambda(h\nu)$ groter dan 1 is voor $h\nu$ groter dan een energie ergens in de buurt van 0.5eV, afhankelijk van de toestand van het geoxideerde oppervlak.

De conclusie is daarom dat quantum-efficiency metingen moeten plaatsvinden aan preparaten met een zo weinig mogelijk geoxideerd oppervlak (natuurlijk of anodisch), en dat metingen aan preparaten met een natuurlijk oxide van een week oud niet te vertrouwen zijn. De metingen moeten bij voorkeur meteen na de laatste etsbehandeling van het preparaat plaatsvinden omdat het groeien van het natuurlijk oxide op het verse oppervlak snel gaat. Antonyuk [35] bericht een groeisnelheid van 30-40Å in 40-80 uur, terwijl metingen van Tang Xiao [39] een groeisnelheid van 30Å in 1 dag laten zien.

VI.3 Literatuur: vroegere quantum-efficiency metingen

Een quantum-efficiency meting in InSb waaraan vaak gerefereerd wordt is die van Volkov et al. [40]. Deze metingen lijken niet erg betrouwbaar omdat Volkov nauwelijks aangeeft wat de experimentele condities tijdens zijn metingen waren.

- Zo zegt Volkov helemaal niets over de referentiedetector. Als dat een thermokoppel is, is de gevoeligheid waarschijnlijk afhankelijk van de fotonenergie (zie hoofdstuk IV). In de bespreking van de meetresultaten is duidelijk gemaakt wat de gevolgen daarvan kunnen zijn op de meting van $Q(h\nu)$ als niet gecorrigeerd wordt voor die fotonenergieafhankelijkheid (zie figuur 17). In het verleden is dit punt vaker ten onrechte verwaarloosd. Zo merkt Christensen [41] op dat quantum-efficiency metingen in Ge met verschillende referentiedetectors wijzen op fouten tot 80%. Dezelfde eigenaardigheden in de metingen van $Q(h\nu)$ zijn namelijk door dezelfde auteurs in verschillende materialen gemeten: Ge [42]; PbS [43]. Een latere controlemeting van $Q(h\nu)$ in Ge [44] bevestigt bovenstaand vermoeden.

- Een punt van kritiek dat direct bij het voorgaande aansluit is dat het verloop van $Q(h\nu)$ voor $h\nu < 0.5\text{eV}$ niet gegeven wordt. De normering van $Q(h\nu)$ op 1 geschiedt nu op het te smalle interval 0.5-0.54eV. Ook ontbreekt nu de informatie over de grootte van S, die normaliter verkregen wordt uit het verloop van $Q(h\nu)$ op het interval 0.2-0.4eV.

- Een derde punt van kritiek is dat de invloed van het oppervlak op de metingen nauwelijks onderkend wordt door Volkov. Hij volstaat met te melden dat de preparaten mechanisch gepolijst zijn, geëetst in CP-4A en vervolgens gewassen in gedistilleerd water om een lage S-waarde te verkrijgen. Of daarna de contacten zijn aangebracht of dat meteen na de laatste etsbehandeling de metingen zijn gedaan is niet bekend. Mogelijk zijn de preparaten waaraan gemeten is sterk geoxideerd met alle mogelijke nare gevolgen vandien.

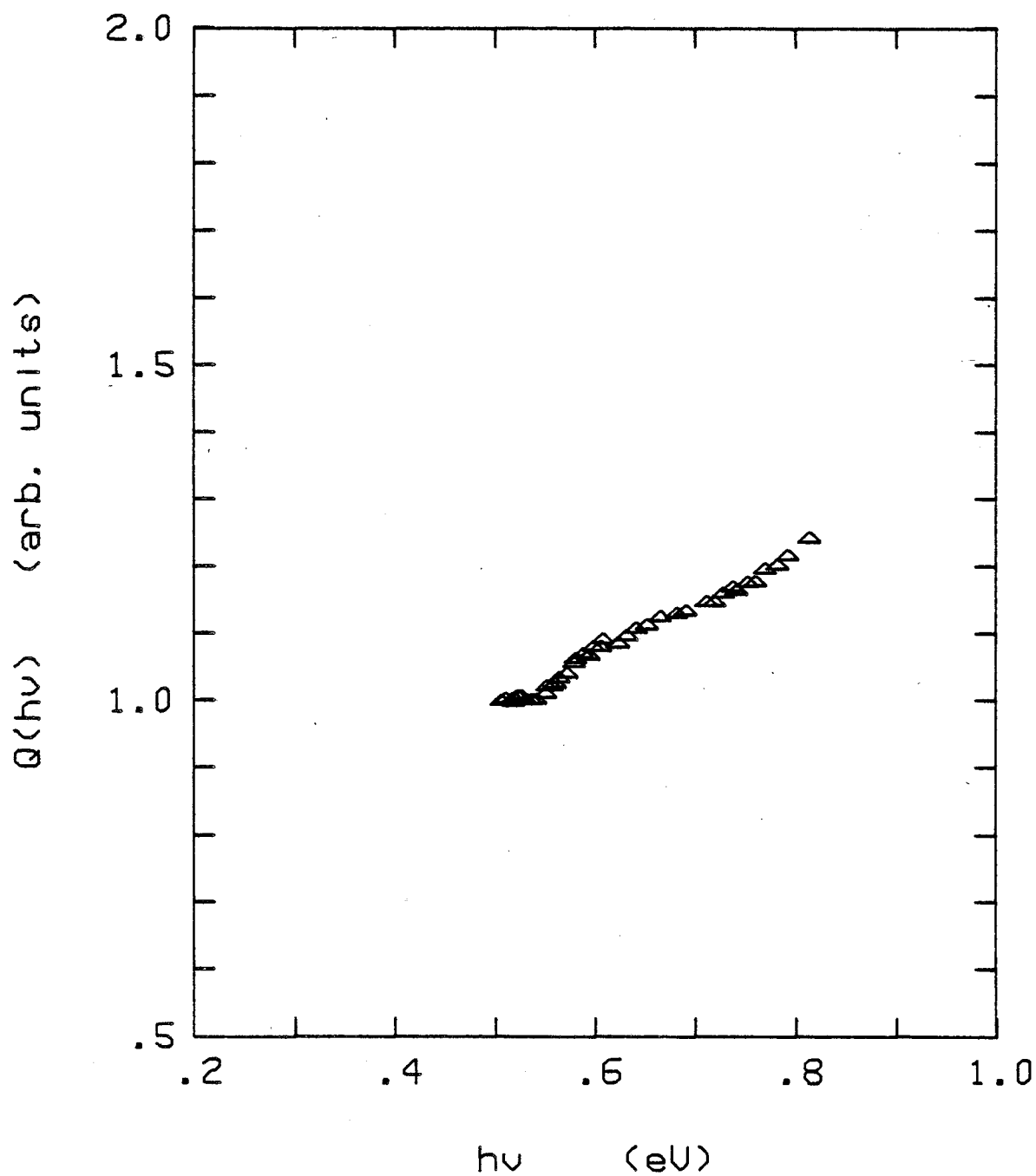
Volkov beweert dat $S < 50\text{m/s}$ en verwijst daarbij naar Davis [45], zodat het er op lijkt dat Volkov niet op de een of andere manier zelf de grootte van S gemeten heeft. Het is echter erg twijfelachtig of een etsbehandeling van het oppervlak iedere keer hetzelfde resultaat geeft [22] en bovendien neemt S toe in de tijd zoals we zelf gezien hebben.

In figuur 26 is een meting van $Q(h\nu)$ door Volkov weergegeven. Het betreft een preparaat met een elektronenconcentratie van $7 \cdot 10^{19}\text{m}^{-3}$, Volkov vindt namelijk

dat $Q(h\nu)$ afhangt van de elektronenconcentratie. Bij de berekening van de quantum-efficiency in hoofdstuk II hebben we laten zien dat de bezettingsgraad van de quantumtoestanden onderin de geleidingsband zo klein is dat de quantum-efficiency niet van de elektronenconcentratie zal afhangen mits deze evenwichtsconcentratie niet al te groot wordt. Mogelijk zijn de verschillen die Volkov waarneemt tussen de $Q(h\nu)$ -curves van de diverse preparaten met de verschillende elektronenconcentraties te verklaren uit de verschillende S -waarden die de diverse preparaten bezitten. Als in combinatie daarmee de gevoeligheid van de referentiedetector afneemt met de fotonenergie kan het stijgende verloop van $Q(h\nu)$ daardoor verklaard worden.

Oudere metingen van de quantum-efficiency in InSb zijn gerapporteerd door Tauc et al. [46] en Ivakhno et al. [47,48]. Dezelfde punten van kritiek zijn ook in meer of mindere mate op deze metingen van toepassing.

Kortom volgens ons zijn in het verleden nog geen betrouwbare quantum-efficiency metingen in InSb gerapporteerd. Daarom is ook dit afstudeerwerk ontstaan.



Figuur 26. Meting van $Q(h\nu)$ aan een n-type InSb-preparaat met een evenwichtselektronenconcentratie van $7 \cdot 10^{19} \text{ m}^{-3}$ bij $T=90\text{K}$. (overgenomen van Volkov et al. [40])

VII Conclusies

Verdere quantum-efficiency metingen aan InSb-preparaten lijken op dit moment niet zinvol. De metingen aan de preparaten met de vers geëteste oppervlakken zijn tamelijk consistent. Tijdens de metingen en het literatuuronderzoek is wel duidelijk geworden dat de toestand van het belichte oppervlak allerlei onverwachte effecten kan introduceren, zodat men niet voorzichtig genoeg kan zijn met de conclusies die men uit de meetresultaten trekt. Ook is men in het verleden vaak niet kritisch genoeg geweest in de keuze van de referentiedetector. Wil men de toestand van het oppervlak in de toekomst beter onder controle hebben, dan zullen de metingen in hoog-vacuum moeten gebeuren om het oxideren van het oppervlak tegen te gaan. Een andere mogelijkheid ontstaat wanneer met MBE een CdTe-InSb-CdTe sandwich gemaakt kan worden. Een bijna perfect InSb-kristal is dan verlost van geoxideerde oppervlakken. CdTe laat bovendien het infrarode licht dat nodig is voor de quantum-efficiency metingen in InSb gewoon door omdat de bandafstand van CdTe groter is dan 1.5eV.

De algemene conclusie die we uit de quantum-efficiency metingen aan de preparaten met de vers geëteste oppervlakken trekken is dat de quantum-efficiency $\eta(h\nu)$ gelijk is aan 1 voor $h\nu$ kleiner dan ongeveer 0.65eV. Mogelijk wordt de zwakke stijging in de $Q(h\nu)$ -curves voor $h\nu > 0.65\text{eV}$ veroorzaakt doordat $\lambda(h\nu)$ groter dan 1 is voor $h\nu > 0.65\text{eV}$. De stijging is zo zwak dat een verschuiving van de eventuele knik in $\lambda(h\nu)$ als gevolg van een temperatuursverhoging nauwelijks waarneembaar zal zijn in de $Q(h\nu)$ -curves. Het grootste effect van de temperatuursverhoging is dat S veel verandert en daarmee ook $Q(h\nu)$. Mede omdat de meetnauwkeurigheid niet beter is dan 5 tot 10% is het moeilijk om uit de meetresultaten op te maken of de stijging in $Q(h\nu)$ wel of niet wordt veroorzaakt door een stijging in $\lambda(h\nu)$.

Als we het meetresultaat echter vergelijken met de berekening van $\eta(h\nu)$ in hoofdstuk II is de overeenstemming buitengewoon goed. Ook in de berekening vinden we een zwakke stijging van $\lambda(h\nu)$ voor $h\nu > 0.65\text{eV}$. Het lijkt daarom gerechtvaardigd om aan te nemen dat de impact-ionisatiewaarschijnlijkheid van een hoog-energetisch elektron in de geleidingsband redelijk nauwkeurig beschreven wordt door het verband $\nu_i(E)$ dat in figuur 9 staat afgebeeld.

Appendix A

elementen van de puntgroep T_d

$$\begin{array}{llll}
 Q_1 (x_1 x_2 x_3) & Q_2 (x_1 \bar{x}_2 \bar{x}_3) & Q_3 (\bar{x}_1 x_2 \bar{x}_3) & Q_4 (\bar{x}_1 \bar{x}_2 x_3) \\
 Q_5 (x_2 x_3 x_1) & Q_6 (\bar{x}_2 x_3 \bar{x}_1) & Q_7 (\bar{x}_2 \bar{x}_3 x_1) & Q_8 (x_2 \bar{x}_3 \bar{x}_1) \\
 Q_9 (x_3 x_1 x_2) & Q_{10} (\bar{x}_3 \bar{x}_1 x_2) & Q_{11} (x_3 \bar{x}_1 \bar{x}_2) & Q_{12} (\bar{x}_3 x_1 \bar{x}_2) \\
 Q_{13} (\bar{x}_1 x_3 \bar{x}_2) & Q_{14} (\bar{x}_1 \bar{x}_3 x_2) & Q_{15} (\bar{x}_3 \bar{x}_2 x_1) & Q_{16} (x_3 \bar{x}_2 \bar{x}_1) \\
 Q_{17} (x_2 \bar{x}_1 \bar{x}_3) & Q_{18} (\bar{x}_2 x_1 \bar{x}_3) & Q_{19} (x_1 x_3 x_2) & Q_{20} (x_1 \bar{x}_3 \bar{x}_2) \\
 Q_{21} (x_3 x_2 x_1) & Q_{22} (\bar{x}_3 x_2 \bar{x}_1) & Q_{23} (x_2 x_1 x_3) & Q_{24} (\bar{x}_2 \bar{x}_1 x_3)
 \end{array}$$

de operaties transformeren een functie $f(x_1, x_2, x_3)$ op de volgende manier :

bijvoorbeeld

$$Q_6 f(x_1, x_2, x_3) = f(\bar{x}_2, x_3, -x_1)$$

Door toepassing van deze symmetrieoperaties is snel te zien of matrixelementen nul zijn op grond van symmetrie

bijvoorbeeld

$$\langle X | p_z | Z \rangle = -\langle X | p_z | Z \rangle = 0 \text{ vanwege operatie } Q_4: X \rightarrow -X, Z \rightarrow Z, p_z \rightarrow p_z$$

Vanwege partiële integratie en omdat X, Y, Z reëel zijn (tijd-inversie symmetrie)

[51] geldt

$$\langle X | p_z | Y \rangle = -\langle Y | p_z | X \rangle \text{ en vanwege operatie } Q_{23} \text{ geldt ook } \langle X | p_z | Y \rangle = \langle Y | p_z | X \rangle$$

dus ook

$$\langle X | p_z | Y \rangle = 0$$

Appendix B

Overlapintegralen

Het kwadraat van de overlapintegralen van de modulatiefuncties van verschillende (of dezelfde) banden en verschillende k-vectoren worden geschreven als:

$$(B.1) \quad \left| I_{nk}^{n', \bar{k}'} \right|^2 = \frac{1}{2} \sum_{\mu, \mu'} \left| \int_{\Omega_0} u_{n\mu, \bar{k}}^* u_{n'\mu', \bar{k}'} d^3r \right|^2$$

(integratie over Ω_0 = volume-eenheidscel, sommatie over spintoestanden in band n' en middeling over spintoestanden in band n : $\mu, \mu' = \alpha, \beta$)

De modulatiefuncties u staan in tabel II. De modulatiefuncties voor de golfvector \bar{k}' , die een hoek θ maakt met de z-richting (\bar{k} -richting) en een hoek $\frac{1}{2}\pi - \theta$ met de x-richting, zijn uit te drukken in dezelfde basisfuncties als voorkomen in de modulatiefuncties voor k . Daarvoor worden de volgende transformaties gebruikt:

$$(B.2) \quad \begin{bmatrix} X' \\ Y' \\ Z' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\theta & 0 & -\sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin\theta & 0 & \cos\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} X \\ Y \\ Z \end{bmatrix} \quad \begin{bmatrix} \uparrow' \\ \downarrow' \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos\frac{1}{2}\theta & \sin\frac{1}{2}\theta \\ -\sin\frac{1}{2}\theta & \cos\frac{1}{2}\theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \uparrow \\ \downarrow \end{bmatrix}$$

$$S' = S$$

De modulatiefuncties krijgen de volgende vorm voor \bar{k}' :

$$(B.3) \quad u_{j\alpha, \bar{k}'} = a_{j,k'} (iS(-\sin\frac{1}{2}\theta \uparrow + \cos\frac{1}{2}\theta \downarrow)) +$$

$$b_{j,k'} (\cos\theta \cdot X - \sin\theta \cdot Z - iY) (\cos\frac{1}{2}\theta \uparrow + \sin\frac{1}{2}\theta \downarrow) / \sqrt{2} +$$

$$c_{j,k'} (\sin\theta \cdot X + \cos\theta \cdot Z) (-\sin\frac{1}{2}\theta \uparrow + \cos\frac{1}{2}\theta \downarrow)$$

($j=c, v_2$)

$$(B.4) \quad u_{v_1\alpha, \bar{k}'} = (\cos\theta \cdot X - \sin\theta \cdot Z + iY) (\cos\frac{1}{2}\theta \uparrow + \sin\frac{1}{2}\theta \downarrow) / \sqrt{2}$$

(Voor de andere spintoestand β gelden soortgelijke formules)

Om uitdrukking (B.1) uit te rekenen moet een groot aantal integralen uitgeschreven worden:

bijvoorbeeld

$$\int_{\Omega_0}^* u_{c\alpha, \bar{k}}^u v_{1\alpha, \bar{k}'}^u d^3 \bar{r} = b_{c,k} \cdot \cos \frac{1}{2} \theta (\cos \theta - 1) / 2 - c_{c,k} \cdot \sin \frac{1}{2} \theta \cdot \sin \theta / \sqrt{2}$$

$$\int_{\Omega_0}^* u_{c\beta, \bar{k}}^u v_{1\alpha, \bar{k}'}^u d^3 \bar{r} = -b_{c,k} \cdot \sin \frac{1}{2} \theta (\cos \theta + 1) / 2 - c_{c,k} \cdot \cos \frac{1}{2} \theta \cdot \sin \theta / \sqrt{2}$$

etcetera

De overlapintegralen van toestanden in de geleidingsband respectievelijk zware gatenband met die in de geleidingsband hebben de volgende vorm:

$$(B.5) \quad \left| I_{v_1 \bar{k}}^{c \bar{k}} \right|^2 = \sin^2 \theta \cdot (b_{c,k} / 2 + c_{c,k} \sqrt{2})^2 = Z(k) \cdot \sin^2 \theta$$

$$(B.6) \quad \left| I_{c \bar{k}}^{c \bar{k}} \right|^2 = G_0(k, k') + G_1(k, k') \cdot \cos \theta + G_2(k, k') \cdot \cos^2 \theta$$

met

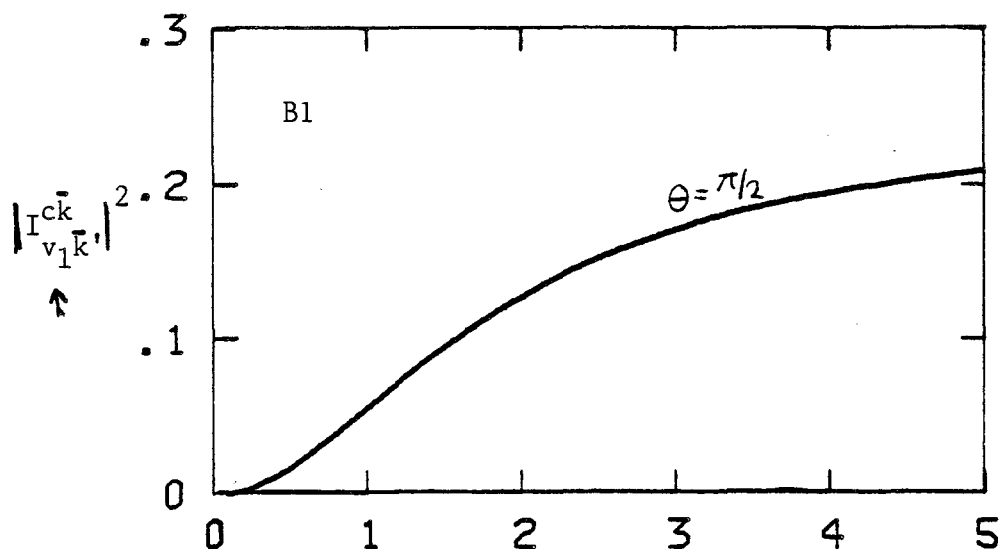
$$G_0(k, k') = a_{c,k}^2 \cdot a_{c,k'}^2 + \left(\frac{1}{2} b_{c,k} \cdot b_{c,k'} - (b_{c,k} \cdot c_{c,k} + b_{c,k'} \cdot c_{c,k}) / \sqrt{2} \right)^2$$

$$G_1(k, k') = 2 a_{c,k} \cdot a_{c,k'} \cdot (b_{c,k} \cdot b_{c,k'} + c_{c,k} \cdot c_{c,k'})$$

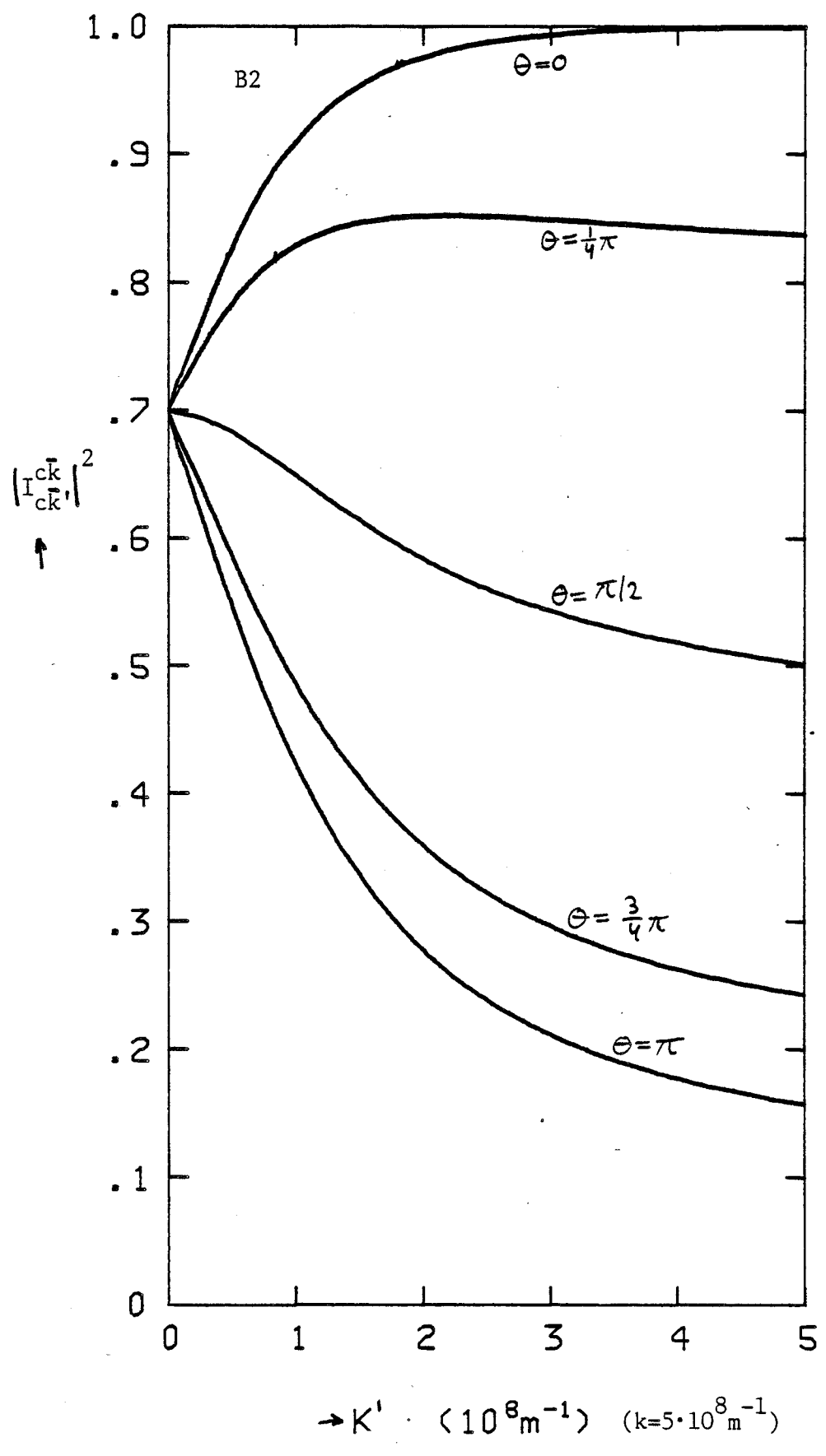
$$G_2(k, k') = (b_{c,k} \cdot b_{c,k'} + c_{c,k} \cdot c_{c,k'})^2 - \left(\frac{1}{2} b_{c,k} \cdot b_{c,k'} - (b_{c,k} \cdot c_{c,k} + b_{c,k'} \cdot c_{c,k}) / \sqrt{2} \right)^2$$

(N.B. De berekening van de overlapintegralen met zowel de k-vector als de k'-vector in willekeurige richting levert dezelfde formules op waarbij θ de hoek tussen \bar{k} en \bar{k}' is [49].)

In figuur B1 is uitdrukking (B.5) uitgezet voor $\theta = \pi/2$ (dus $Z(k)$) en in figuur B2 is uitdrukking (B.6) uitgezet voor een aantal waarden van θ .



$\rightarrow k$ (10^8 m^{-1}) (k' willekeurig groot)



Appendix C

Optisch matricelement

Het kwadraat van het optisch matricelement $M_{vc}(\bar{k}, \bar{e})$ is te schrijven als

$$(C.1) \quad M_{vc}^2(\bar{k}, \bar{e}) = \sum_{\mu, \mu'} |\langle u_{c\mu, \bar{k}} | \bar{e} \cdot \bar{p} | u_{v\mu', \bar{k}} \rangle|^2 = \sum_{\mu, \mu'} | -i\hbar \bar{e} \cdot \langle u_{c\mu, \bar{k}} | \bar{v} | u_{v\mu', \bar{k}} \rangle |^2$$

\bar{e} = polarisatie-richting = \bar{E}/E ; de sommatie is over de spintoestanden van begin- en eindtoestand respectievelijk in valentieband (v) en geleidingsband (c); de u's zijn de modulatiefuncties uit tabel II, de richting van \bar{k} definieert daarbij de z-richting.

Op grond van symmetrie (Appendix A) zijn alleen de volgende impulsmatricelementen tussen de basisfuncties ongelijk aan 0:

$$\langle S | p_z | Z \rangle = \langle S | p_y | Y \rangle = \langle S | p_x | X \rangle = -\langle Z | p_z | S \rangle = -\langle Y | p_y | S \rangle = -\langle X | p_x | S \rangle = \frac{im}{\hbar} P$$

De berekening van de impulsmatricelementen tussen de modulatiefuncties uit tabel II is een boel schrijfwerk, bijvoorbeeld

$$\langle u_{c\alpha, \bar{k}} | p_y | u_{v1\beta, \bar{k}} \rangle = -\frac{im}{\hbar} \cdot P \cdot a_{c,k} / \sqrt{2}$$

$$\langle u_{c\alpha, \bar{k}} | p_z | u_{v1\beta, \bar{k}} \rangle = 0$$

$$\langle u_{c\alpha, \bar{k}} | p_z | u_{v2\alpha, \bar{k}} \rangle = (a_{c,k}^c v_{2,k} + c_{c,k}^a v_{2,k}) \cdot \frac{m}{\hbar} \cdot P$$

etcetera

Uiteindelijk kunnen we voor de optische matricelementen van de lichte en zware gatenband met het E-veld in de z- respectievelijk x- en y-richting, schrijven:

$$(C.2) \quad M_{v1c}^2(k\bar{e}_z, \bar{e}_i) = 0 \quad (\bar{e}_i = \bar{e}_z) \\ = \frac{m^2}{\hbar^2} \cdot P^2 \cdot a_{c,k}^2 \quad (\bar{e}_i = \bar{e}_x, \bar{e}_y)$$

$$(C.3) \quad M_{v2c}^2(k\bar{e}_z, \bar{e}_i) = 2(a_{c,k}^c v_{2,k} + c_{c,k}^a v_{2,k})^2 \cdot \frac{m^2}{\hbar^2} \cdot P^2 \quad (\bar{e}_i = \bar{e}_z) \\ = (a_{c,k}^b v_{2,k} + c_{c,k}^a v_{2,k})^2 \cdot \frac{m^2}{\hbar^2} \cdot P^2 \quad (\bar{e}_i = \bar{e}_x, \bar{e}_y)$$

Uit (C.2) zien we dat bij de overgang zware gatenband-geleidingsband de bewegingsrichting $k\bar{e}_z$ niet samen kan vallen met de polarisatierichting van het elektrisch veld. De aangeslagen elektronen kunnen dus alleen loodrecht op de

polarisatierichting van het elektro-magnetische veld bewegen. Als de e-m-straling echter onpolariseerd is, is daarvan niets te merken en is de verdeling van de aangeslagen elektronen over de \bar{k} -ruimte isotroop.

Voor de overgang lichte gatenband-geleidingsband geldt dat de voorkeur van de bewegingsrichting van het aangeslagen elektron afhangt van de k -waarde, zie (C.3). We gaan daar niet verder op in.

Appendix D

Berekening $w_i(\bar{k}_1)$; uitwerking integraalWe herschrijven $w_i(\bar{k}_1)$

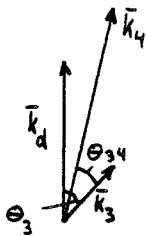
$$(D.1) \quad w_i(\bar{k}_1) = \frac{e^4 m_{co}^*}{\pi^3 (4\pi\kappa_0)^2 \hbar^3} \int d^3\bar{k}_2 \cdot |I_{ck_1}^{c\bar{k}_2}|^2 \cdot |\bar{k}_2 - \bar{k}_1|^{-4} \cdot R(\bar{k}_d, E_d)$$

met

$$(D.2) \quad R(\bar{k}_d, E_d) = \frac{\hbar^2}{m_{co}^*} \int d^3\bar{k}_3 \cdot |I_{v_1\bar{k}_4}^{c\bar{k}_3}|^2 \cdot \delta(E_c(k_3) - E_{v_1}(k_4) - E_d)$$

$$\bar{k}_d = \bar{k}_2 - \bar{k}_1; \quad \bar{k}_4 = \bar{k}_3 + \bar{k}_d; \quad E_d = E_c(k_1) - E_c(k_2)$$

Voor de berekening van $R(\bar{k}_d, E_d)$ is de richting van \bar{k}_d ten opzichte van het kristal niet van belang; de integrand is rotatiesymmetrisch om \bar{k}_d (energie-relaties zijn bolsymmetrisch en de uitdrukking voor de overlapintegraal hangt alleen af van de hoek tussen \bar{k}_3 en \bar{k}_d : θ_3 en de grootte van \bar{k}_3); kies daarom \bar{k}_d als z-richting voor de integratie over \bar{k}_3 ; zie tekening



$$k_4^2 = k_3^2 + k_d^2 + 2k_3 k_d \cos\theta_3$$

$$|I_{v_1\bar{k}_4}^{c\bar{k}_3}|^2 = Z(k_3) \cdot \sin^2\theta_{34} \quad (\text{zie Appendix B (B.5)})$$

$$\sin\theta_{34} = \frac{k_d \sin\theta_3}{(k_3^2 + k_d^2 + 2k_3 k_d \cos\theta_3)^{\frac{1}{2}}}$$

We schrijven vervolgens voor $R(\bar{k}_d, E_d)$

$$(D.3) \quad R(\bar{k}_d, E_d) = \frac{\hbar^2}{m_{co}^*} \int dk_3 \cdot k_3^2 \cdot 2\pi \int d\theta_3 \sin\theta_3 \cdot F(k_3) \sin^2\theta_3 \cdot \frac{k_d^2 \cdot \delta(U(k_3))}{(k_3^2 + k_d^2 + 2k_3 k_d \cos\theta_3)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\text{met } U(k_3) = E_c(k_3) - E_{v_1}((k_d^2 + k_3^2 + 2k_3 k_d \cos\theta_3)^{\frac{1}{2}}) - E_d$$

Uiteindelijk krijgen we

$$(D.4) \quad R(\bar{k}_d, E_d) = \frac{\hbar^2}{m_{co}^*} \int d\theta_3 \sin^3\theta_3 \cdot 2\pi k_3^2 \cdot Z(k_3) \cdot \frac{k_d^2}{k_d^2 + k_3^2 + 2k_d k_3 \cos\theta_3} \cdot \frac{1}{|dU/dk_3|}$$

met k_3 bepaald door $U(k_3) = 0$ (k_3 hangt dus van θ_3 af) oftewel

$$(D.5) \quad U(k_3) = \frac{1}{2} E_g \left(1 + \left(1 + \frac{2\hbar^2 k_3^2}{m_{co}^* E_g}\right)^{\frac{1}{2}}\right) + \frac{\hbar^2}{2m_{v_1}^*} (k_3^2 + k_d^2 + 2k_3 k_d \cos\theta_3) - E_d = 0$$

(Door middel van iteratieprocedure is k_3 snel te vinden)

Voor de integratie over k_2 in (D.1) geldt evenzo dat de kristalrichting van k_1 niet van belang is, dat de integrand rotatiesymmetrisch is om k_1 en dat daarom k_1 als z-richting voor de integratie over k_2 gekozen wordt; zie tekening



$$k_d^2 = |k_2 - k_1|^2 = k_1^2 + k_2^2 - 2k_1 k_2 \cos \theta_2$$

$$|I_{ck_1}^{ck_2}|^2 = G_0(k_1, k_2) + G_1(k_1, k_2) \cos \theta_2 + G_2(k_1, k_2) \cos^2 \theta_2$$

(zie Appendix B (B.6))

De uitdrukking voor $w_i(k_1)$ wordt

$$(D.6) \quad w_i(k_1) = w_0 \int dk_2 k_2^2 \int d\theta_2 \sin \theta_2 \cdot 2\pi (G_0 + G_1 \cos \theta_2 + G_2 \cos^2 \theta_2) \frac{R(k_d, E_d)}{k_d^4}$$

$$\text{met } w_0 = \frac{e_m^4 \pi}{\pi^3 (4\pi k_0)^2 \hbar^3} = 7.48 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$$

De resultaten van de numerieke berekening van $w_i(k_1)$ zijn weergegeven in de volgende tabel (samen met $E = E_c(k_1) - E_g$)

k_1 (10^7 m^{-1})	E (meV)	w_i (10^9 s^{-1})
45	257	0.028
50	295	0.652
55	332	2.54
60	370	5.92
65	408	10.8
70	447	17.2

Referenties

1. D. Long, Energybands in semiconductors, Interscience Publishers, New York (1968); voor de meest recente waarde van E_g (77K) zie ref. 50
2. J.T. Devreese, R.G. van Welzenis, R.P. Evrard, Appl. Phys. A29, 125 (1982)
Impact ionisation probability in InSb
3. R.G. van Welzenis, W.C. de Zeeuw, Appl. Phys. A30, 151 (1983)
Impact ionisation in n-type InSb at 77K
4. A.W. Buy, stageverslag THE 1980, Quantum-efficiency van n-InSb
5. E.O. Kane, J. Phys. Chem. Solids 1, 249 (1957)
Bandstructure of Indium Antimonide
6. E. Antoncik, Czech. J. Phys. B17, 735 (1967)
Quantum-efficiency and overlapintegrals in InSb
7. A.R. Beattie, J. Phys. C 16, 2265 (1983)
The internal photoelectric effect in InSb with L-band participation
8. C.W. Higginbotham, F.H. Pollak, M. Cardona, Proc. IX int. Conf. Semiconductors, Moskou (1968)
Bandstructure and optical constants of InSb, InAs and GaSb: the kp-method
9. H. Kahlert, Phys. Rev. B18, 5667 (1978)
10. L. Eaves, R.A. Hault, R.A. Stradling, A. Askenazy, R. Barbaste, G. Carrere, J. Leotin, J.C. Portal, J.P. Ulmet, J. Phys. C 10, 2831 (1977)
11. R. Grisar, H. Wachernig, G. Bauer, J. Wlasak, J. Kowalski, W. Zawadski
Phys. Rev. B18, 4355 (1978)
12. R.G. van Welzenis, Appl. Phys. A26, 157 (1981)
Thresholds for impact-ionisation in InSb at 77K
13. W. Hanke, Adv. in Phys. 27, 287 (1978)
Dielectric theory of elementary excitations in crystals
14. J.T. Devreese et al., interne mededeling

15. M.G. Burt, C. Smith, J. Phys. C 17, 147 (1984)
Overlapintegrals for Auger recombination in direct gap III-V semiconductors: calculations for conduction and heavy hole band states with wavevectors along the (001) direction in GaAs and InP
16. E. Antoncik, P.T. Landsberg, Proc. Phys. Soc. 82, 337 (1963)
Overlapintegrals for Bloch electrons
17. B.R. Nag, Electron transport in compound semiconductors, blz.119,
Springer-Verlag Berlin (1980)
18. R.A Stradling, R.A. Wood, Proc. Phys. Soc. 1, 1711 (1968)
19. T.S. Moss, S.D. Smith, T.D.F. Hawkins, Proc. Phys. Soc. B70, 776 (1957)
Absorption and dispersion of Indium Antimonide
20. R.A. Smith, Semiconductors, blz. 340 e.v., Cambridge University Press,
Cambridge (1978)
21. H.B. DeVore, Phys. Rev. 102, 86 (1956)
Spectral distribution of photoconductivity
22. D.L. Lile, Phys. Rev. B8, 4708 (1973)
Generalized photoelectromagnetic effect in semiconductors
23. W. Proper, afstudeerverslag THE 1982, Bepaling van de recombinatietijd en de oppervlakterecombinatiesnelheid aan wel en niet geoxideerde InSb preparaten bij 77K
24. G.W. Gobeli, H.Y. Fan, Phys. Rev. 119, 613 (1960)
Infrared absorption and valence band in Indium Antimonide
25. R.G. van Welzenis, J.P. Zeeuwen, Sol. State Electron. 21, 1591 (1978)
Recombination of hot-electrons
26. D.B. Betts, J. Sci. Instrum. 42, 243 (1965)
The spectral response of radiation thermopiles
27. B.O. Seraphin, H.E. Bennett, Semiconductors and semimetals, volume 3,
chapter 12, Academic Press, New York (1967)

28. C.M. PENCHINA, *Infrared Phys.* 15, 9 (1975)
Note on maximizing signal from photoconductive detectors
29. Downie, Magoon, Purcell, Crawford, *J. Opt. Soc. Am.* 43, 941 (1953)
Calibration of infrared prism spectrometers
30. R.G. van Welzenis, Avalanche and microwave emission in n-type InSb at liquid nitrogen temperature, Ph. D. Thesis, Eindhoven University of Technology, Eindhoven (1972)
31. W.C. de Zeeuw, Pinch effect in n-type InSb at 77K, Ph. D. Thesis, Eindhoven University of Technology, Eindhoven (1981), blz. 18
32. E.M. Sunde, *Phys. Scripta* 25, 768 (1982)
Impact of surface treatment on the performance of cooled photoconductive InSb detectors
33. W. Proper, stageverslag TH Eindhoven (1980)
Anodische oxidatie van InSb
34. V.I. Chaikin, K.U. Guga, V.K. Malyutenko, A.V. Sachenko, *Phys. Stat. Sol (a)* 43, 311 (1977) Photoconductivity of InSb with different surface treatments
35. V.N. Antonyuk, E.P. Matsas, V.A. Tyagi, O.V. Snitko, *Ukr. Fiz. Zh.* 25, 960 (1980) Optical constants and oxidation of InSb in natural atmosphere
36. A. Many, Y. Goldstein, N.B. Grover, *Semiconductor surfaces*, blz. 194 e.v., North-Holland publishing company, Amsterdam (1965)
37. V.V. Kovalevskii, A.F. Plotnikov, L.S. Podlesnykh, *Sov. Phys. Semicond.* 10, 1270 (1976) Intrinsic photoconductivity of InSb-crystals covered by protective films
38. H. Pagnia, *Phys. Stat. Sol.* 34, 121 (1969)
Field effect and surface photoconductivity studies on InSb single crystals
39. Tang Xiao, interne mededeling
40. A.S. Volkov, V.V. Galavanov, A.A. Gutkin, O.V. Kosogov, S.E. Kumekov *Sov. Phys. Semicond.* 7, 64 (1973) Dissipation of the electron energy in InSb near the impact ionization threshold

41. O. Christensen, J. Appl. Phys. 47, 689 (1976)
Quantum-efficiency of the internal photoelectric effect in Si and Ge
42. V.N. Ivakhno, I.I. Novak, Sov. Phys. Sol. St. 14, 157 (1972)
Quantum-efficiency of the internal photoelectric effects and impact ionization in germanium
43. V.N. Ivakhno, Sov. Phys. Sol. St. 14,481 (1972) Quantum yield of the internal photoelectric effect and impact ionization in PbS
44. A.S. Volkov, A.A. Gutkin, G.V. II'menkov, I.I. Novak, Sov. Phys. Sol. St. 15, 1863 (1974) Quantum efficiency of the internal photoeffect in Ge
45. J.L. Davis, Bull. Am. Phys. Soc. 6,18 (1961) Production of a low surface recombination velocity on 111 faces of n-type InSb at 77K
46. J.Tauc, A. Abraham, Czech. J. Phys. 9, 95 (1959)
The quantum efficiency of the internal photoelectric effect in InSb
47. V.N. Ivakhno, D.N. Nasledov, Sov. Phys. Sol. St. 6, 1651 (1965)
Dependence of quantum yield upon photonenergy for p-n junctions in InSb
48. V.N. Ivakhno, D.N. Nasledov, JETP Letters 12,235 (1970) Concerning the dependence of the quantum yield of the photoeffect in InSb on the photon energy
49. M.O. Vassell, A.K. Ganguly, E.M. Conwell, Phys. Rev. B2,948 (1970)
Angular dependence of matrix elements for scattering in III-V compounds
50. M.W. Goodwin, D.G. Seiler, M.H. Weiler, Phys. Rev. B25, 6300 (1982)
zij vinden: $E_g = 230 \text{ meV}$ bij $T = 77 \text{ K}$
51. G. Dresselhaus, Phys. Rev. 100, 580 (1955)
Spin-orbit coupling effects in zincblende structures
52. I.M. Tsidilkovski, Bandstructure of semiconductors, blz.294
Pergamon Press, Oxford (1982)
53. H. Ehrenreich, J. Appl. Phys. Suppl. 32, 2155 (1961)

Symbolenlijst

λ	=golflengte ingestraalde licht
$h\nu$	=fotonenergie
$\eta(h\nu)$	=quantum-efficiency van het interne fotoëlektrische effect
$I(h\nu)$	=aantal ingestraalde fotonen per tijdseenheid per oppervlakteëenheid
$\Psi_{n\mu, \vec{k}}(\vec{r})$	=golffunctie l-elektron
$u_{n\mu, \vec{k}}(\vec{r})$	=modulatiefunctie
\vec{k}	=golfvector
\vec{r}	=plaatsvector
μ	=spin-index = α of β = \uparrow of \downarrow
n	=energiebandindex
	=c=geleidingsband
	=v ₁ =zware gatenband
	=v ₂ =lichte gatenband
N	=aantal eenheidscellen in kristalvolume
$a_{j,k}; b_{j,k}; c_{j,k}$	=coëfficiënten golffuncties
\hbar	=Planck's constante gedeeld door $2\pi = 1.0546 \cdot 10^{-34}$ Js
m_0	=vrije elektron massa = $9.109 \cdot 10^{-31}$ kg
$E_n(k)$	=energierelatie band n
$\bar{P}_{nn'}(\vec{k}_0)$	=matrixelement van de impulsoperator
\bar{P}_{nn}^0	= $\bar{P}_{nn'}(\vec{k}_0=0)$
m_{c0}^*	=effectieve massa elektron onderin geleidingsband = $0.0138m_0$
E_g	=bandafstand = 225meV
m_{v1}^*	=effectieve massa elektron in zware gatenband = 0.33 tot 0.4 keer m_0
P	=interbandimpulsmatrixelement = $9.6 \cdot 10^{-10}$ eVm
Δ	=spin-baansplitsingsenergie = 0.803eV
$r(h\nu)$	=fractie geabsorbeerde fotonen die zorgt voor overgang $v_1 \rightarrow c$
$E(h\nu)$	=kinetische energie aangeslagen elektron door fotonenergie $h\nu$
$w_i(E)$	=impact-ionisatiewaarschijnlijkheid elektron met kinetische energie E
E_i	=impact-ionisatie drempelenergie
$w_{\text{pop}}(E)$	=overgangswaarschijnlijkheid door polaire optische fononenemissie
$\hbar\omega_{LO}$	=energie longitudinaal polair optisch fonon
$P(E_0)$	=kans dat elektron met startenergie E_0 een impact-ionisatie veroorzaakt
α	=absorptiecoëfficiënt
M_{jc}	=optisch matrixelement
\vec{R}	=roostervector
\vec{L}	=reciproke roostervector

M_s	=matrixelement impact-ionisatieproces gesommeerd over spintoestanden
$ I_{nk}^{nk'} $	=overlapintegraal elektrontoestanden \bar{k} in band n en \bar{k}' in band n'
Ω_0	=volume eenheidscel
Ω	=kristalvolume
S	=oppervlakterecombinatiesnelheid
$F(h\nu)$	=correctiefactor fotogeleiding (DeVore's model)
$N(h\nu)$	=aantal extra vrije ladingdragers per oppervlakte-eenheid
$Q(h\nu)$	= $N(h\nu)/I(h\nu)$ =meetsignaal
V_p	=fotosignaal preparaat
V_d	=detector-signaal
n_0	=evenwichts elektronenconcentratie
e	=elementairlading= $1.602 \cdot 10^{-19}C$
μ_n	=beweegbaarheid elektronen
ϵ_0	=diëlektrische constante in vacuüm
K_s	=statische diëlektrische constante in InSb=17.64
K_∞	=hoog-frequente diëlektrische constante in InSb=15.68
ΔV	=fotospanning preparaat
I_0	=stuurstroom fotogeleiding
$G_j(k,k')$	=uitdrukkingen voor k,k'-afhankelijkheid overlapintegraal (c-c) (j=0,1,2)
$Z(k)$	=uitdrukking voor k-afhankelijkheid overlapintegraal (v_1 -c)
X,Y,Z,S	=basisfuncties representatie 15 respectievelijk 1
v_∞	=snelheid elektron met grote k-vector (in hyperbolische beschrijving c)