

MASTER

Optische generatie en detectie van elektrische picoseconde-pulsen

de Rooij, R.

Award date:
1989

[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

Technische Universiteit Eindhoven,
Faculteit der Technische Natuurkunde
Vakgroep Vaste-Stoffysica

**Optische generatie en detectie
van elektrische
picoseconde-pulsen**

R. de Rooij

Verslag van een afstudeeronderzoek verricht in de groep Halfgeleiderfysica.

Afstudeerhoogleraar: Prof. Dr. J.H. Wolter.
Begeleiding: ir. P. Hendriks en Dr. J. Haverkort.

december 1989.

Samenvatting.

In dit verslag wordt het afstudeerwerk beschreven, dat in de periode februari 1989 t/m december 1989 in de groep Halfgeleiderfysica is verricht. In deze groep bestond behoefte aan zeer korte elektrische pulsen (in het picoseconde-gebied). Omdat zulke pulsen niet elektrisch kunnen worden gegenereerd, is gekozen voor het optisch genereren en detecteren van de gewenste elektrische pulsen, namelijk met behulp van een gepulste laser. Met de zo verkregen korte pulsen wil men in de toekomst snelle fysische verschijnselen gaan bestuderen, zoals bijvoorbeeld velocity-overshoot. Dit effect kan men nu slechts met computersimulaties voorspellen.

Van de verschillende mogelijke configuraties van de preparaatstructuren is een tweetal nader onderzocht, namelijk de microstrip- en de coplanar-configuratie. Met de eerste geometrie zijn alle metingen verricht. Gebleken is, dat men na ionenimplantatie van het preparaat (ter verkorting van de levensduur van de geleidingselectronen en ter verbetering van de metaal-halfgeleidercontacten) een pulsbreedte van ongeveer 15 ps kan bereiken. Deze pulsbreedte wordt waarschijnlijk bepaald door de substraatdikte van het preparaat, zodat voor toekomstige metingen gebruik van een coplanar-configuratie wordt aangeraden.

Tenslotte is literatuuronderzoek verricht naar een mogelijke manier om de resolutie van de metingen te verhogen. De conclusie die uit dit onderzoek is getrokken, is dat electro-optische detectie wegens een zeer korte responstijd een interessante mogelijkheid is.

Inhoudsopgave.

1.	Inleiding	1
2.	Theorie	5
2.1.	Inleiding	5
2.2.	De Microstrip	6
2.3.	De gap	10
2.4.	Het grensvlak halfgeleider-metaal	14
2.5.	Ionenimplantatie	20
2.6.	Respons van een fotogeleidende gap; dispersie	25
3.	Experimentele opzet	35
3.1.	De preparaten	35
3.2.	De opstelling	37
4.	Resultaten en discussie	43
5.	Electro-optische detectie	57
5.1.	Inleiding	57
5.2.	Literatuur	58
5.3.	Suggesties	61
6.	Conclusies	63
	Literatuur	65
	Appendix	67

1. Inleiding.

In de onderwerpgroep Halfgeleiderfysica van de vakgroep Vaste-Stoffysica wordt in het kader van het landelijk zwaartepunt *III-V-halfgeleiders en opto-electronica* ondermeer onderzoek verricht naar elektrische en optische eigenschappen van laagdimensionale gequantiseerde systemen, waarbij de nadruk ligt op het tweedimensionale electronengas (2DEG) in GaAs/Al_xGa_{1-x}As heterostructuren, dat kan ontstaan in de potentiaalput aan het grensvlak GaAs-AlGaAs. Deze potentiaalput is een gevolg van het verschil in bandenstructuur van de twee materialen. Heterostructuren kunnen in de groep worden gegroeid met behulp van *molecular beam epitaxy* (MBE). De electronen in het 2DEG kunnen in het algemeen wisselwerken met (positieve) donoren door middel van Coulombverstrooiing, wat een negatieve invloed heeft op de mobiliteit. Door tussen de donoren en het GaAs een laag ongedoteerd Al_xGa_{1-x}As aan te brengen (*spacer*) wordt de afstand tussen de strooicentra en de electronen in het 2DEG groter, wat een hoge mobiliteit tot gevolg heeft. Op dit principe is de werking van de *high electron mobility transistor* (HEMT) gebaseerd. Kenmerk van deze transistor is naast de hoge mobiliteit (overigens wel slechts bij lage elektrische velden) een zeer hoge snelheid van de electronen. Bij HEMT's zijn reeds responstijden in de orde van enkele picoseconden gebruikelijk. Met de huidige oscilloscopen zijn zulke korte signalen niet te meten (sampling-oscilloscopen hebben een tijdsresolutie van hooguit 25 ps), zodat deze responstijden slechts bepaald kunnen worden door een aantal HEMT's in serie te plaatsen. Ook het genereren van elektrische picoseconde-pulsen met conventionele methodes bleek (nog) niet te verwezenlijken. Omdat men de nieuwe, snelle devices wil karakteriseren met pulsen die ongeveer 10 keer zo kort zijn als de schakeltijd van het device, moet men optische technieken gebruiken voor het genereren van zulke snelle pulsen. Behalve voor device-karakterisatie kan men met elektrische picoseconde-pulsen echter ook snelle fysische verschijnselen bestuderen, die men niet met HEMT's kan meten. Zo'n verschijnsel is bijvoorbeeld *velocity-overshoot*. Men duidt hiermee de piek aan, die optreedt in de snelheid van de electronen als functie van de tijd na aanleggen van een constant elektrisch veld (figuur 1.1).

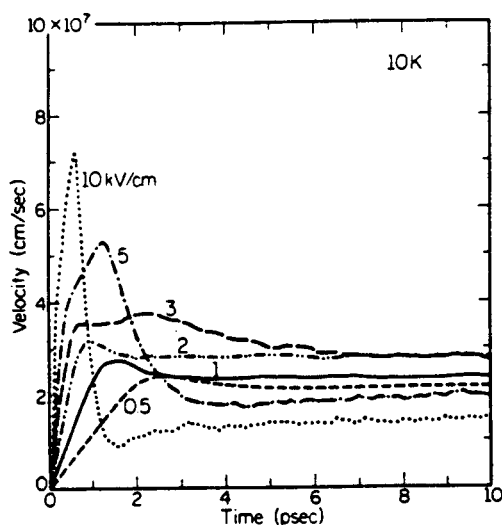


Fig. 1.1. *Driftsnelheid van de electronen als functie van de tijd voor verschillende aangelegde velden. De temperatuur bedraagt 10 K. Het optreden van een piek in de snelheid noemt men velocity-overshoot [12].*

Deze piek kan men als volgt verklaren: als men het veld aanzet, dan zullen alle electronen instantaan in gemiddeld dezelfde richting gaan bewegen, waardoor de stijgende flank in figuur 1.1 ontstaat. Als echter hun energie groot genoeg is om een polair optisch fonon te creëren, dan zal een aantal electronen per tijdseenheid aan zo'n fonon verstrooien, waardoor hun snelheid afneemt. Hoe meer electronen verstrooid zijn, hoe willekeuriger hun beweging wordt. Na verloop van tijd resulteert dit in een evenwichtssituatie, waarin de *gemiddelde* snelheid (de driftsnelheid) van de electronen constant is. Omdat dit evenwicht zich zeer snel instelt, heeft men velocity-overshoot nog niet kunnen meten. Uit Monte-Carlo-simulaties volgt echter wel het hierboven geschetste verloop van de snelheid als functie van de tijd [10]-[13]. Figuur 1.1 is dus niet gemeten maar volgt uit theoretische overwegingen. Heeft men echter de beschikking over elektrische picoseconde-pulsen, dan kan men in principe velocity-overshoot meten door de stroom als functie van de tijd te bepalen.

Zoals gezegd was dus voor een goede karakterisatie van ultrasnelle transistoren en van de invloed van het 2DEG op elektrische picoseconde-pulsen een nieuwe, optische benadering vereist. Vooral dankzij de inspanningen van Auston [1];[14]-[19] heeft het gebruik van picoseconde-laserpulsen voor het genereren en meten van elektrische pulsen een enorme vlucht genomen. Het principe is aangegeven in figuur 1.2.

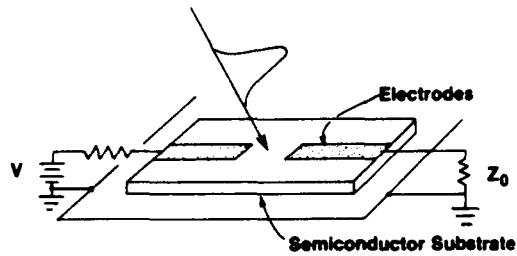


Fig. 1.2. Principe van een foto-electrische schakelaar voor generatie van elektrische pulsen [1].

Op een stuk fotogeleidend materiaal (vaak GaAs of amorf Si) worden metalen strips opgedampt. Door de picoseconde-laserpuls op de *gap* tussen de strips te laten vallen worden electron-gat-paren gecreëerd en wordt de gap geleidend. Ten gevolge van de biasspanning ontstaat vervolgens een elektrische puls in de lange strip. Als nu de electronen weer snel genoeg teruggaan naar de valentieband ($\leq 1\text{ps}$), dan zal de weerstand van de gap weer snel toenemen, waardoor de elektrische puls ongeveer dezelfde vorm en breedte zal hebben als de optische puls. Wanneer men enige tijd later op de tweede gap een tweede laserpuls laat vallen, zal bij een juist tijdsverschil tussen beide pulsen volgens hetzelfde principe ook in de tweede zijstrip een stroom gaan lopen. De hoeveelheid lading hangt hierbij af van het tijdsverschil (als de elektrische puls reeds voorbij is of nog niet aangekomen, dan loopt er geen stroom; als het maximum van de puls precies bij de tweede zijstrip is, loopt er een maximale stroom). Op deze manier kan door de lading als functie van de vertraging te meten de correlatie van beide signalen worden bepaald. Hebben beide gaps dezelfde eigenschappen, dan meet men de autocorrelatie van een puls. Hieruit kan men tenslotte de werkelijke pulsvorm in de lange strip bepalen. Men noemt dit *sampling* van de puls en het tweede gat noemt men *sampling gap*.

In hoofdstuk 2 wordt de theorie besproken, waarna in hoofdstuk 3 de experimentele opzet wordt toegelicht. Behandeld worden hier ondermeer een opstelling waarmee elektrische picoseconde-pulsen kunnen worden gegenereerd en gemeten, alsmede bijzonderheden over de gebruikte preparaten. Hoofdstuk 4 behandelt de resultaten, terwijl deze resultaten daar tevens worden bediscussieerd. Omdat men bij het meten van pulsen met een *sampling gap* hetzelfde principe gebruikt voor zowel de generatie als de detectie, meet men niet de werkelijke pulsvorm, maar de autocorrelatie, m.a.w. de puls die men meet is

breder dan de werkelijke puls. Om de resolutie te verbeteren kan men gebruik maken van het electro-optisch effect. Dit effect is namelijk zeer snel (in het femtoseconde-gebied), waardoor de gemeten pulsvorm veel beter overeenkomt met de werkelijke. In hoofdstuk 5 wordt literatuur over het electro-optisch effect behandeld en worden suggesties gedaan over het gebruik van dit effect in de bestaande opstelling. Tenslotte worden in hoofdstuk 6 enkele conclusies getrokken.

2. Theorie.

2.1. Inleiding.

In dit hoofdstuk wordt de benodigde theorie voor de pulsgeneratie en -voortplanting in een microstrip-structuur behandeld. Figuur 2.1 geeft de essentie van het systeem weer.

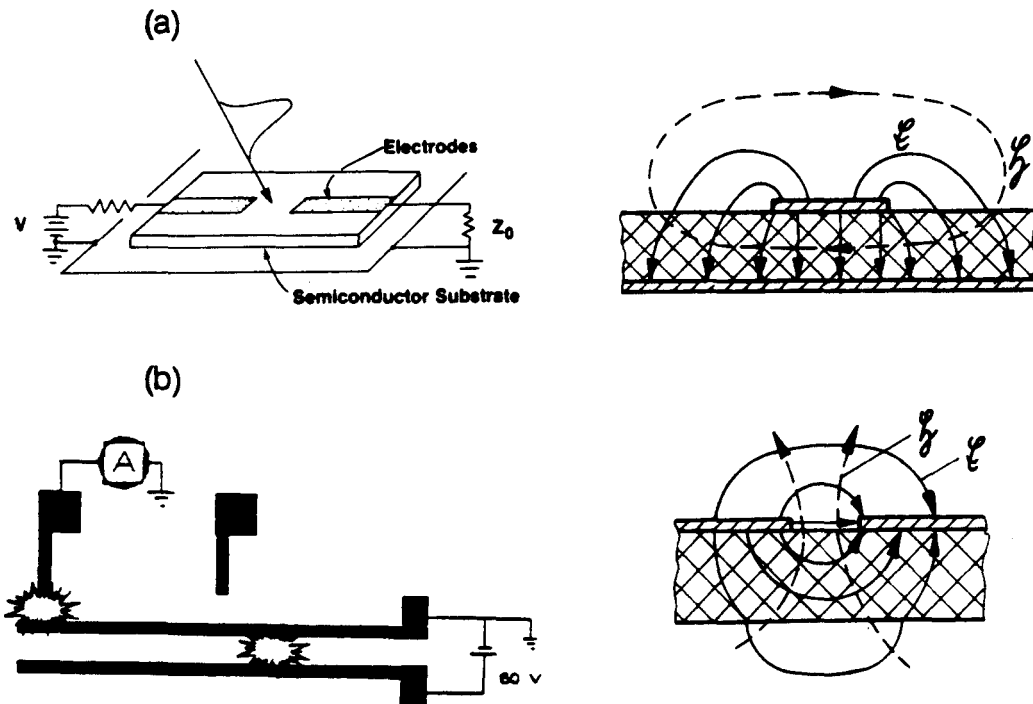


Fig. 2.1. Foto-electrische schakeleenheid. (a) Microstrip-configuratie; (b) coplanar-configuratie. Tevens is voor beide configuraties het veldverloop weergegeven.

De schakeleenheid bestaat in het algemeen uit twee opgedampte stukken metaal, gescheiden door een *gap* van fotogeleidend substraatmateriaal. Men onderscheidt hierbij twee veelgebruikte configuraties. In de eerste bedekt men de onderkant van het substraat volledig met metaal, waardoor men het veldverloop van figuur 2.1a verkrijgt. Men noemt deze configuratie de *microstrip-configuratie*. Bij de tweede configuratie dampst men twee strips naast elkaar op, terwijl de onderkant van het substraat onbedekt blijft. Dit heeft het in figuur 2.1b weergegeven veldverloop tot gevolg. Deze configuratie heet *coplanar*. Een nadeel hiervan is dat het elektrische veld dieper in de lucht doordringt (figuur 2.1),

waardoor de in § 2.2 gegeven TEM-benadering minder goed is. Deze benadering veronderstelt namelijk, dat de golf zich in een homogeen materiaal voortplant, wat zowel in de microstrip- als de coplanar-configuratie niet het geval is. Een voordeel is dat met een coplanar-configuratie kortere pulsen mogelijk zijn (hierop wordt in hoofdstuk 3 dieper ingegaan).

2.2. De Microstrip.

Voor een uitgebreide behandeling van de microstrip wordt verwezen naar [2], terwijl in [3] een handig overzicht van de belangrijkste formules wordt gegeven. Hier wordt volstaan met een samenvatting van de belangrijkste principes.

De mogelijke golfsoorten in een microstrip kunnen worden berekend door oplossing van de Maxwellvergelijkingen voor harmonische tijdafhankelijkheid. Dit blijkt bij de beschouwde geometrie slechts in benadering te kunnen. De reden hiervoor is, dat een golf zich zowel in lucht als GaAs voortplant. Hierdoor is niet sprake van zuiver transversale velden. In figuur 2.2 is de geometrie aangegeven.

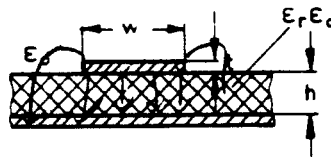


Fig. 2.2. *Microstrip-geometrie. Het GaAs heeft een relatieve permittiviteit ϵ_r . t is de dikte van de microstrip, w de breedte en h de substraatdikte.*

Om bij gebruik van 50Ω coaxkabels zo weinig mogelijk reflecties te krijgen is het van belang de verhouding w/h zodanig te kiezen dat de microstrip een karakteristieke impedantie Z_m van 50Ω heeft (de karakteristieke impedantie van een microstrip is, evenals die van een coaxkabel, gedefinieerd als de verhouding - in een willekeurig punt - van het spanningsverschil tussen de twee 'mantels' en de stroom in de binnenmantel). Uitkomst van de berekeningen moet dus zijn Z_m als functie van w/h . Hierbij worden de volgende aannamen gemaakt:

- De microstrip is recht en oneindig lang, terwijl in de geleidingsrichting alle materiaaleigenschappen constant zijn.

- De velden op de bron liggen oneindig ver (m.a.w. de velden ten gevolge van de voeding verstoren de velden in de microstrip niet).
- Het substraatmateriaal is homogeen en isotroop (d.w.z. het gedrag van het medium onder invloed van electromagnetische velden is met lineaire vergelijkingen te beschrijven).
- Alle geleidende materialen hebben een oneindig grote geleidbaarheid.
- Alle velden hebben een harmonische tijdafhankelijkheid.

Is het 'substraat' lucht, dan loopt er voor alle frequenties een TEM-type golf in de microstrip (zie figuur 2.3; dit is eigenlijk niets anders dan een coax).

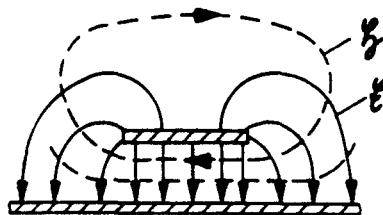


Fig. 2.3. Verloop van de elektrische en magnetische veldlijnen voor een microstrip-geometrie met lucht als substraatmateriaal.

De fasesnelheid van de golf wordt in dit geval eenvoudig gegeven door

$$v_f = c_0 = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad (2.1)$$

waarin c_0 de lichtsnelheid is.

Hieruit volgt voor de golfweerstand in de microstrip [2]

$$Z_1 = \sqrt{\left(\frac{L'}{C'}\right)} = \frac{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}{C'}. \quad (2.2)$$

Hierin is C' de capaciteit en L' de inductie; het probleem komt dus neer op het vinden van C' en v_f .

Is het substraat echter van een ander materiaal dan het omringende medium, dan geldt het in figuur 2.3 getekende transversale veldverloop slechts exact bij een frequentie $f = 0$ Hz (gelijkstroom). Voor frequenties groter dan 0 Hz is een quasi-TEM-type van toepassing: een golf in de microstrip plant zich ge-

deeltelijk in lucht en gedeeltelijk in het substraat voort, waarbij de fasesnelheden respectievelijk worden gegeven door 2.1 en

$$v_f' = \frac{c_0}{\sqrt{\epsilon_r}} . \quad (2.3)$$

Hierdoor is het onmogelijk de deelgolven tot een golf samen te vatten; een golf in de microstrip heeft een fasesnelheid tussen v_f en v_f' in. Omdat aan het grensvlak lucht-substraat de tangentiële veldcomponenten continu moeten zijn kan men met behulp van de Maxwellvergelijkingen laten zien, dat de velden van EH- of HE-type zijn, oftewel de elektrische en magnetische velden hebben een component in de stroomrichting. Hierdoor ontstaat dispersie (frequentie-afhankelijkheid van de geleidingsgrootheden). De dispersie blijkt echter voor frequenties tot ≈ 10 GHz zeer klein te zijn, zodat in eerste benadering de velden van het TEM-type zijn, althans tot aan deze frequentie. Men noemt deze benadering dan ook het quasi-TEM-type. In dit geval gelden de volgende vergelijkingen:

$$\nabla \times E = 0 , \quad (2.4)$$

$$E = -\nabla \varphi , \quad (2.5)$$

$$\Delta \varphi = \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \varphi}{\partial y^2} = 0 . \quad (2.6)$$

Het zou te ver voeren om hier een volledige berekening van de karakteristieke impedantie te geven (hiervoor wordt verwezen naar [2]), maar samengevat komt de te volgen procedure hier op neer:

Men definieert het complexe z -vlak als $z = x + yi$ en zoekt een conforme afbeelding van dit vlak naar het w -vlak ($w = u + vi = f(z)$ met $u = u(x,y)$ en $v = v(x,y)$), zodanig dat het asymmetrische microstrip-probleem wordt getransformeerd naar een cilindrisymmetrisch probleem, waarvoor relatief eenvoudig een oplossing kan worden gevonden.

Zoals boven uiteengezet plant een golf zich in zowel de lucht als het substraat voort. Men definieert daarom een effectieve relatieve permittiviteit ϵ_e tussen 1 en ϵ_r en vindt dan de volgende relaties [3]:

$w/h > 1$:

$$Z_m = \frac{120\pi}{\sqrt{\epsilon_e}} \cdot \left[\frac{w}{h} + 1.393 + 0.667 \cdot \ln\left(\frac{w}{h} + 1.444\right) \right]^{-1}, \quad (2.7a)$$

$$\text{waarin } \epsilon_e = \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \cdot \left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}},$$

$w/h \leq 1$:

$$Z_m = \frac{60}{\sqrt{\epsilon_e}} \cdot \ln\left(\frac{8h}{w} + \frac{w}{4h}\right), \quad (2.7b)$$

$$\text{waarin } \epsilon_e = \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1) + \frac{1}{2}(\epsilon_r - 1) \cdot \left[\left(1 + 12\frac{h}{w}\right)^{-\frac{1}{2}} + 0.04 \cdot \left(1 - \frac{w}{h}\right)^2 \right].$$

Voor $w/h \rightarrow \infty$ gaat ϵ_e naar ϵ_r , terwijl voor $w/h \rightarrow 0$ $\epsilon_e \approx \frac{1}{2}(\epsilon_r + 1)$. In eerste orde benadering kan men voor niet te grote w/h voor ϵ_e het gemiddelde van de relatieve permittiviteiten van lucht ($\epsilon_r \approx 1$) en het substraat nemen. Met behulp van bovenstaande formules kan nu voor een zekere w/h de karakteristieke impedantie worden berekend. In § 2.6 worden correcties voor de frequentie-afhankelijkheid van Z_m gegeven. In figuur 2.4 staat het verloop van Z_m als functie van w/h voor verschillende ϵ_r .

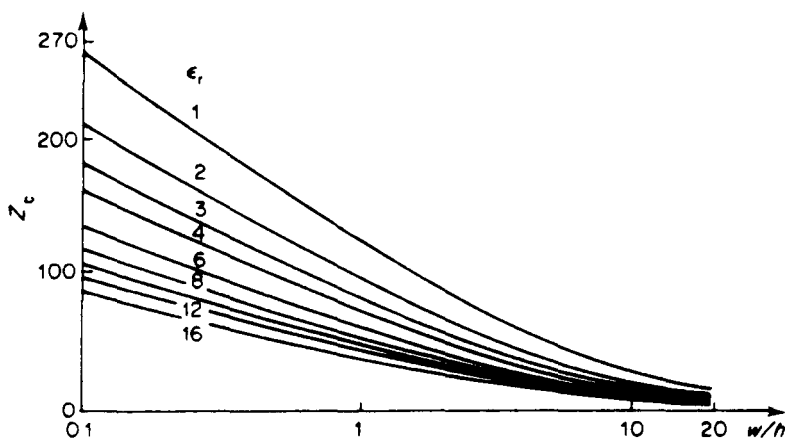


Fig. 2.4. Karakteristieke impedantie van een microstrip als functie van w/h voor een aantal relatieve permittiviteiten.

Men ziet dat voor GaAs ($\epsilon_r \approx 10.92$) een verhouding w/h van ongeveer 0.7 nodig is om een $Z_m \approx 50 \Omega$ te krijgen.

2.3. De gap.

dersteld dat de trap-recombinatietijd veel kleiner is dan de electron-gat-recombinatietijd, zodat de term ten gevolge van electron-gat-recombinatie verwaarloosd kan worden. Dit is gerechtvaardigd voor voldoende hoge trapdichtheden (zie paragraaf 2.5). Tevens worden de contactverliezen voor electronen en gaten gelijk verondersteld ($\eta_{i,e} = \eta_{i,h}$). In formulevorm kan men bovenstaande schrijven als [1]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{P_1(t)(1-r)}{E_\lambda w l_g d_e} - \frac{n}{\tau_{tr}} - \frac{\eta_i n}{\tau_t}. \quad (2.12)$$

Hierin is $P_1(t)$ het laservermogen, r de reflectiecoëfficiënt bij de gegeven golflengte, $w l_g d_e$ het fotogeleidende volume, E_λ de foton-energie, τ_{tr} de trap-recombinatietijd en $\tau_t = l_g/v_d$ de tijd waarin een electron met driftsnelheid v_d de gap doorloopt. η_i is de contact-injectie efficiëntie. Voor perfect Ohmse contacten bereiken alle electronen het metaal en geldt $\eta_i = 1$.

Stelt men $\beta \equiv 1/\tau_{tr} + \eta_i/\tau_t$, dan geeft oplossen van 2.12

$$n(t) = e^{-\beta t} \int_0^t e^{\beta t'} \frac{P_1(t')(1-r)}{E_\lambda w l_g d_e} dt'. \quad (2.13)$$

Als η_i kleiner wordt (oftewel als het contact 'slechter' wordt - wat 'slecht' is wordt in de volgende paragraaf behandeld), neemt ook β af en dus ook $n(t)$. Het laservermogen moet dan toenemen indien men $n(t)$ (en dus de stroom) constant wil houden voor een zekere t . Hieruit blijkt dat voor een goede werking van de schakelaar bij niet te hoge vermogens een goed contact van groot belang is.

2.4. Het grensvlak halfgeleider-metaal.

Een goed werk over metaal-halfgeleider contacten is [4]. In deze paragraaf worden de belangrijkste punten samengevat.

Het voornaamste kenmerk van deze contacten is het optreden van een potentiaalbarrière, de *Schottky-barrière*, aan het grensvlak, waardoor ladingscheiding optreedt. Hoewel men nog lang niet alles begrijpt van de Schottky-barrière (in het bijzonder de hoogte hiervan), zijn er toch enige modellen die een behoorlijk fysisch inzicht in het ontstaan ervan geven. In figuur 2.7 wordt de vorming van de barrière ten gevolge van het verschil in werkfunctie van het

en een breedte van $250 \mu\text{m}$ (N.B.: de lengte van de gap is gedefinieerd in de richting van de microstrip en de breedte is gelijk aan de breedte van de microstrip. Volgens deze definitie is de lengte dus korter dan de breedte!). Men vindt dan een weerstand van ongeveer $10^6 \Omega$ voor $l_g = 10 \mu\text{m}$. Bij een vergroting van de diepte neemt de weerstand af.

Voor opto-electronische toepassingen zijn natuurlijk de absorptie- en recombinatie-eigenschappen belangrijk. Door absorptie van een foton ontstaat een electron-gat paar, dat kan deelnemen aan de geleiding. Dit absorptieproces is zeer snel en wordt bepaald door het onzekerheidsprincipe en de eis dat het frequentiespectrum van de optische puls binnen de absorptiebanden (enige eV) corresponderend met electronische overgangen van gebonden naar vrije toestanden valt. Deze tijd kan bij een golflengte van ongeveer 600 nm in principe 10^{-15} s bedragen. De karakteristieke recombinatietijd van een electron is veel langzamer, namelijk $\approx 1 \text{ ns}$ voor GaAs. Dientengevolge loopt de stroom 'langzaam' af, wat een probleem is voor de toepassing in picoseconde-pulsgeneratie. Een mogelijke oplossing voor dit probleem is ionenimplantatie. Hierover wordt in § 2.5 meer gezegd. In figuur 2.5 is een typisch verloop van de spanning als functie van de tijd gegeven. Hieruit blijkt inderdaad een snelle stijgtijd en een langzaam verval van $\approx 1 \text{ ns}$.

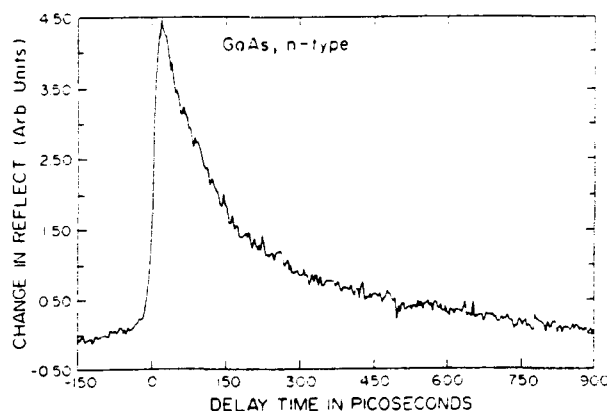


Fig. 2.5. *Levensduur van geleidingselectronen in semi-geleidend GaAs. Gegeven is de verandering in de reflectie als functie van de tijd [28].*

Zoals gezegd worden door absorptie van (laser-) licht met een fotonenergie $E_f > E_g$ electron-gat paren gecreëerd. Twee-foton-absorptie ($E_f = \frac{1}{2}E_g$) en hogere-orde absorptieprocessen worden niet beschouwd. Recombinatie van de electronen en de gaten kan plaatsvinden via de volgende mechanismen:

- band-band overgangen.
- exciton-overgangen.

-verontreinigings-recombinaties (*traps*).

-Auger-recombinaties.

De eerste twee processen zijn traag (voor GaAs ongeveer 1 ns) en betreffen overgangen van de geleidings- naar de valentieband. Bij Auger-recombinatie is sprake van een driedeeltjes-botsing: ofwel twee electronen en een gat, of twee gaten en een electron. Vanwege het driedeeltjes-karakter hangt dit proces sterk af van de ladingsdragerdichtheid ($\sim n_{e,h}^2$), zodat het bij hoge dichtheden ($\approx 10^{20}$ cm⁻³) domineert. Bij het gebruikte laservermogen is Auger-recombinatie echter niet significant.

Al dan niet kunstmatig aangebrachte onzuiverheden (zie § 2.5) introduceren niveau's diep in de gap, waardoor zeer efficiënte traps ontstaan. Dit type recombinatie wordt als het dominerende mechanisme beschouwd. Omdat het aantal defecten het grootst is aan het oppervlak van een halfgeleider, ligt de nadruk op oppervlakterecombinatie. Dit impliceert dat de uitsterftijd van de spanning groter wordt bij hogere laservermogens. Dan worden immers meer electron-gat paren in de bulk gevormd, alwaar de minder efficiënte recombinatieprocessen plaatsvinden.

Men kan nu in 2.8 $n_h = n_e \equiv n$ stellen. Met $\mu_h + \mu_e \equiv \mu$ gaat dan 2.8 over in

$$\rho = \frac{1}{ne\mu} . \quad (2.10)$$

Het oppervlak A in 2.9 wordt gegeven door

$$A = d_e w , \quad (2.11)$$

waarin w de breedte van de microstrip is en d_e de absorptiediepte van het materiaal. In figuur 2.6 is het verloop van d_e als functie van de golflengte gegeven.

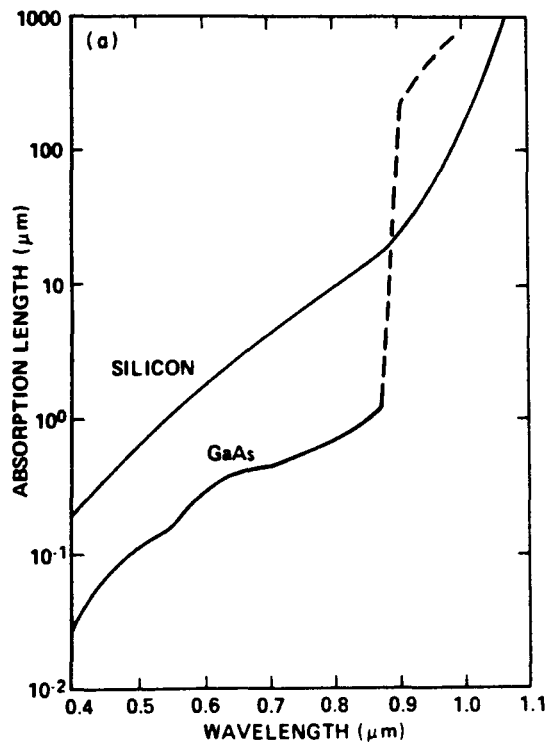


Fig. 2.6. Absorptiediepte als functie van de golflengte. Aangegeven zijn zowel grafieken voor silicium als GaAs.

Veronderstelt men een laservermogen van 5 mW en een repetitiefrequentie van de gepulste laser van 80 MHz, dan is de energie per puls bij een golflengte van 600 nm ongeveer $6 \cdot 10^{-11}$ J. Een puls 'bevat' dus ongeveer $2 \cdot 10^8$ fotonen. Houdt men rekening met de reflectiecoëfficiënt van GaAs bij 600 nm, dan bereiken 10^7 fotonen het GaAs. Neemt men gapafmetingen van $10 \mu\text{m}$ bij $200 \mu\text{m}$, dan volgt $n \approx 5 \cdot 10^{21} \text{ m}^{-3}$, dus $\rho \approx \frac{1}{8} \cdot 10^{-2} \Omega\text{m}$ voor $d_e \approx 1 \mu\text{m}$ en $\mu \approx 0.8 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$. Met 2.9 kan men dan berekenen dat $R_g \approx 100 \Omega$. Dit is beduidend lager dan de weerstand van een onbelichte gap.

Voor een beschrijving van de pulsvorm die ontstaat na belichting met een laserpuls, is men geïnteresseerd in de electronendichtheid als functie van de tijd. De dichtheidsverandering hangt af van drie termen; de eerste term brengt de electron-gat productie in rekening, de tweede term het electron-gat verlies door het invangen van electronen en gaten door traps (zie paragraaf 2.5) en de derde term het verlies ten gevolge van de contact-injectie efficiëntie (deze geeft aan welk deel van de electronen het contact GaAs-metaal passeert). Hierbij is veron-

dersteld dat de trap-recombinatietijd veel kleiner is dan de electron-gat-recombinatietijd, zodat de term ten gevolge van electron-gat-recombinatie verwaarloosd kan worden. Dit is gerechtvaardigd voor voldoende hoge trapdichtheden (zie paragraaf 2.5). Tevens worden de contactverliezen voor electronen en gaten gelijk verondersteld ($\eta_{i,e} = \eta_{i,h}$). In formulevorm kan men bovenstaande schrijven als [1]

$$\frac{dn}{dt} = \frac{P_1(t)(1-r)}{E_\lambda w l_g d_e} - \frac{n}{\tau_{tr}} - \frac{\eta_i n}{\tau_t}. \quad (2.12)$$

Hierin is $P_1(t)$ het laservermogen, r de reflectiecoëfficiënt bij de gegeven golflengte, $w l_g d_e$ het fotogeleidende volume, E_λ de foton-energie, τ_{tr} de trap-recombinatietijd en $\tau_t = l_g/v_d$ de tijd waarin een electron met driftsnelheid v_d de gap doorloopt. η_i is de contact-injectie efficiëntie. Voor perfect Ohmse contacten bereiken alle electronen het metaal en geldt $\eta_i = 1$.

Stelt men $\beta \equiv 1/\tau_{tr} + \eta_i/\tau_t$, dan geeft oplossen van 2.12

$$n(t) = e^{-\beta t} \int_0^t e^{\beta t'} \frac{P_1(t')(1-r)}{E_\lambda w l_g d_e} dt'. \quad (2.13)$$

Als η_i kleiner wordt (oftewel als het contact 'slechter' wordt - wat 'slecht' is wordt in de volgende paragraaf behandeld), neemt ook β af en dus ook $n(t)$. Het laservermogen moet dan toenemen indien men $n(t)$ (en dus de stroom) constant wil houden voor een zekere t . Hieruit blijkt dat voor een goede werking van de schakelaar bij niet te hoge vermogens een goed contact van groot belang is.

2.4. Het grensvlak halfgeleider-metaal.

Een goed werk over metaal-halfgeleider contacten is [4]. In deze paragraaf worden de belangrijkste punten samengevat.

Het voornaamste kenmerk van deze contacten is het optreden van een potentiaalbarrière, de *Schottky-barrière*, aan het grensvlak, waardoor ladingscheiding optreedt. Hoewel men nog lang niet alles begrijpt van de Schottky-barrière (in het bijzonder de hoogte hiervan), zijn er toch enige modellen die een behoorlijk fysisch inzicht in het ontstaan ervan geven. In figuur 2.7 wordt de vorming van de barrière ten gevolge van het verschil in werkfunctie van het

metaal φ_m en de halfgeleider φ_s toegelicht.

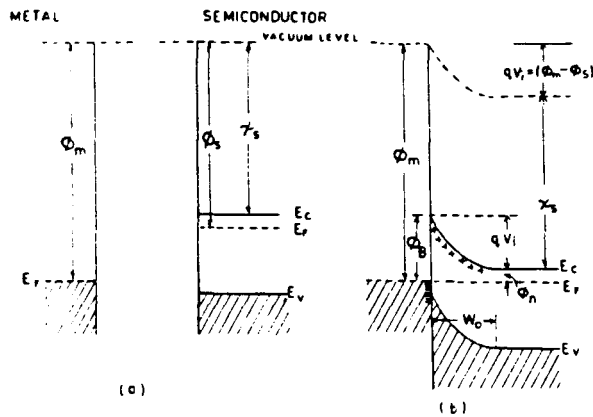


Fig. 2.7. *Banddiagrammen van een metaal-halfgeleider contact. Verondersteld is dat de halfgeleider n-type is en dat $\varphi_m > \varphi_s$. (a) Situatie voor totstandkoming van het contact en (b) thermisch evenwicht nadat contact is gemaakt.*

Onder werkfunctie wordt verstaan de hoeveelheid energie die nodig is om een electron van het Fermi-niveau naar een referentieniveau in het vacuüm te brengen (het electron heeft hier een kinetische energie gelijk aan nul). De werkfunctie van de halfgeleider is variabel omdat het Fermi-niveau varieert met de dotering. Hier wordt slechts het geval bekeken van een n-type halfgeleider met $\varphi_s < \varphi_m$. Analoog hieraan verloopt de redenering voor een p-type halfgeleider met $\varphi_s > \varphi_m$. In het werkfunctiemodel wordt verondersteld dat er geen oppervlakteladingen aanwezig zijn in de halfgeleider, zodat de bandstructuur overall hetzelfde is en er geen bandbuiging optreedt. Een modificatie van deze onrealistische aanname wordt hierna behandeld. In figuur 2.7a is de situatie voor totstandkoming van het contact geschetst, terwijl in figuur 2.7b het bandendiagram na het instellen van evenwicht is aangegeven.

Omdat het Fermi-niveau in beide materialen gelijk moet zijn, stromen electronen van de halfgeleider naar het metaal, wat ladingsscheiding tot gevolg heeft. De negatieve lading verzamelt zich aan het metaaloppervlak. Omdat de afstand tussen de geleidingsband en het Fermi-niveau toeneemt bij afnemende electronenconcentratie, terwijl in thermisch evenwicht het Fermi-niveau overall constant is, treedt bij het grensvlak bandbuiging op. Bij het grensvlak ontstaat in de halfgeleider ten gevolge van het ladingstransport een depletiegebied, waarin zich

slechts positieve ladingen bevinden. Dit gebied heeft dus een hoge weerstand. Door de bandbuiging ontstaat een Schottky-barrière, zoals in de figuur te zien is. Hierdoor is de in de vorige paragraaf genoemde contact-injectie efficiëntie η_i ongelijk aan 1, wat zoals uiteengezet nadelig is voor een goede werking van de schakelaar.

Er is echter nog een ongewenst effect, wat optreedt bij belichting: het fotovoltaïsch effect (zie figuur 2.8).

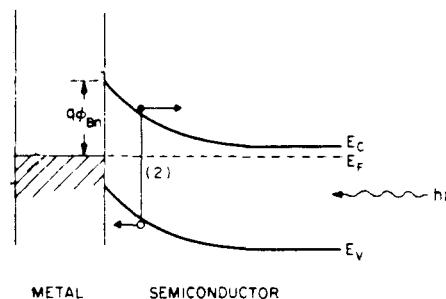


Fig. 2.8. *Illustratie van het fotovoltaïsch effect. Het ten gevolge van de Schottky-barrière aanwezige inwendige veld veroorzaakt een ladingsscheiding van de gecreëerde electronen en gaten.*

Door belichting gaan electronen in de halfgeleider van de valentie- naar de geleidingsband. Het ten gevolge van de Schottky-barrière aanwezige inwendige veld veroorzaakt vervolgens een ladingsscheiding van de electronen en de gaten. Dit heeft een fotospanning tot gevolg. Deze constante spanning wordt meegemeten in de experimenten en kan zo groot zijn dat het spanningsprofiel ten gevolge van het verloop in de ladingstragerdichtheid $n(t)$ (zie vorige paragraaf) niet meer goed gemeten kan worden.

In de experimenten staat er een spanning over het contact, omdat er anders geen stroom kan lopen bij belichting. In figuur 2.9 is aangegeven wat er in dat geval gebeurt.

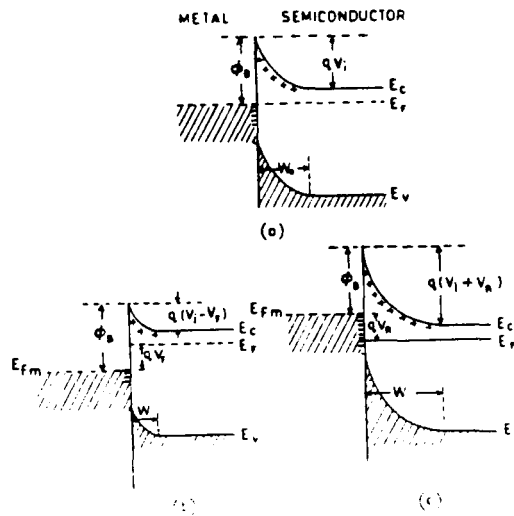


Fig. 2.9. Banddiagrammen van een metaalcontact met een n-type halfgeleider. (a) Thermisch evenwicht; (b) aangelegde forward bias; (c) aangelegde reverse bias.

In figuur 2.9b is de halfgeleider negatief gemaakt ten opzichte van het metaal (*Forward Bias*). Hierdoor wordt het depletiegebied kleiner en doordat het Fermi-niveau verhoogd wordt ten opzichte van de evenwichtssituatie, wordt de barrière vanuit de halfgeleider gezien lager. Vanuit het metaal gezien blijft echter de barrière even hoog, omdat er vrijwel geen spanningsval staat over het metaal. Er ontstaat dus een netto stroom richting metaal. Het omgekeerde geval is aangegeven in figuur 2.9c (*Reverse Bias*). In dit geval wordt de barrière vanuit de halfgeleider gezien hoger, terwijl de tegengestelde barrière weer even hoog is als in de evenwichtssituatie. Dit leidt tot een nettostroom richting halfgeleider, die echter vanwege de hogere barrière klein is vergeleken met de stroom bij forward bias.

Omdat bij een gap sprake is van twee contacten, heeft bij aanwezigheid van Schottky-barrières altijd een van de twee een forward- en de andere een reverse bias. Schottky-barrières zijn hier dus altijd ongunstig omdat ze per definitie niet beide verkleind kunnen worden met dezelfde biasspanning. Daarom en om redenen hiervoor reeds geschetst, is het dus van belang Ohmse contacten te maken, dat wil zeggen contacten met een lage weerstand die in beide richtingen in gelijke mate stroomdoorlatend zijn.

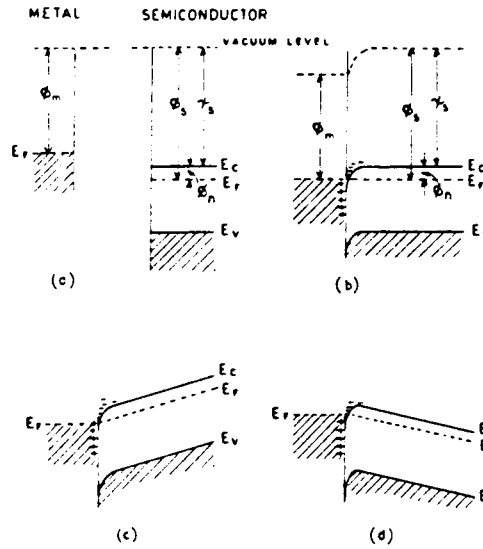


Fig. 2.10. *Banddiagram van een Ohms contact, uitgaande van het werkwentje-model. (a) Neutrale materialen voor totstandkoming van het contact; (b) contact bij thermisch evenwicht; (c) negatieve bias op de halfgeleider; (d) positieve bias op de halfgeleider.*

In figuur 2.10 is het banddiagram van een Ohms contact gebaseerd op het werkwentje-concept weergegeven. In dit geval is $\varphi_m > \varphi_s$, zodat electronen van het metaal naar de halfgeleider stromen. In evenwicht is het Fermi-niveau in de halfgeleider met $\varphi_s - \varphi_m$ verhoogd (zie figuur 2.10b). Het is duidelijk dat er nu geen depletielaag ontstaat in de halfgeleider. Er is zowel voor stromen richting halfgeleider als richting metaal geen potentiaalbarrière. Wordt een spanning aangelegd over het contact, dan zal ten gevolge van de afwezigheid van een depletielaag vrijwel alle spanningsval over de bulk-halfgeleider plaatsvinden. Dit is in de figuren 2.10c en 2.10d aangegeven voor beide stroomrichtingen. De stroom hangt af van de bulkweerstand en is onafhankelijk van de richting van de biasspanning.

Uit bovenstaande discussie zou men kunnen concluderen dat een Schottky-barrière eenvoudig kan worden voorkomen door een halfgeleider met $\varphi_s > \varphi_m$ te nemen. Dat de zaak echter niet zo eenvoudig is blijkt uit het nu te bespreken model. In veel covalente halfgeleiders (zoals GaAs) blijkt de hoogte van de Schottky-barrière nagenoeg onafhankelijk te zijn van de werkwentje φ_m van het metaal. Deze onafhankelijkheid is voor het eerst verklaard door Bardeen, die

wees op het belang van oppervlaktetoestanden voor het verklaren van de barrièrehoogte. Op het halfgeleider-oppervlak hebben de atomen geen burens aan de vacuümkant, waardoor elk oppervlakte-atoom een gebroken covalente binding heeft waarin slechts een electron aanwezig is (*dangling bond*). Hierdoor ontstaan gelocaliseerde energieniveaus in de bandgap (figuur 2.11a).

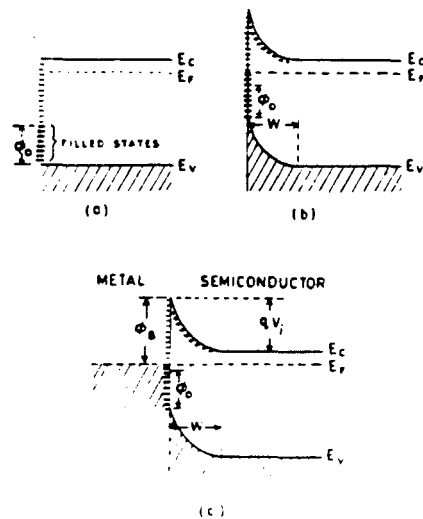


Fig. 2.11. Banddiagrammen van een *n*-type halfgeleider met oppervlaktetoestanden. (a) Vlakke band aan het oppervlak; (b) oppervlak in thermisch evenwicht met het bulk-materiaal; (c) situatie na totstandkoming van het contact met een metaal.

Deze toestanden zijn gewoonlijk continu verdeeld in de bandgap en worden gekarakteriseerd door een neutraal niveau φ_0 . Bij afwezigheid van bandbuiging zijn de toestanden tot aan dit niveau bezet, waardoor het oppervlak elektrisch neutraal is. Het aantal oppervlaktetoestanden wordt lager als er vreemde atomen aanwezig zijn die de covalente bindingen herstellen. De toestanden tot aan φ_0 gedragen zich als donoren omdat ze neutraal zijn bij bezetting en positief als ze leeg zijn. De toestanden boven φ_0 gedragen zich daarentegen als acceptoren.

De situatie in figuur 2.11a is geen evenwicht omdat de oppervlaktetoestanden tussen φ_0 en E_F onbezet zijn. Er stromen dus electronen van de bulk naar de toestanden boven φ_0 totdat het Fermi-niveau in het hele materiaal constant is. Dit heeft weer bandbuiging tot gevolg, die dus slechts afhangt van de oppervlaktetoestanden (oftewel van φ_0). Er ontstaat nu ook in afwezigheid van een metaal een barrière (figuur 2.11b). Wordt de halfgeleider in contact gebracht met een

metaal (figuur 2.11c), dan gaan er weer electronen stromen totdat er evenwicht wordt bereikt. Als de toestandsdichtheid van de oppervlaktetoestanden groot genoeg is, zal de ladingsuitwisseling vooral plaatsvinden tussen het metaal en de oppervlaktetoestanden, terwijl de ruimtelading in de halfgeleider vrijwel gelijk blijft. Hierdoor is de barrièrehoogte onafhankelijk van φ_m . Men noemt dit *pinning* van de barrièrehoogte door oppervlaktetoestanden.

Bovenstaande houdt in dat het niet eenvoudig is om een Ohms contact te maken. Bij GaAs gaat men meestal als volgt te werk: door zwaar doteren van de halfgeleider, bijvoorbeeld door *inlegeren* (opdampen gevolgd door verhitten) van Au-Ge of Au-Ge-Ni, diffundeert het Germanium in het GaAs, waardoor donor-toestanden worden geïntroduceerd. Ten gevolge van de extra electronen wordt de depletie laag dunner. Bij een barrièrebreedte van ongeveer 100 Å of minder kunnen de electronen gemakkelijk in beide richtingen door de barrière tunnelen. Hoewel de contactweerstand op die manier laag wordt ('Ohms'), is de IV-karakteristiek niet noodzakelijk recht. Dit onderscheid tussen Ohms contact en Ohmse karakteristiek is enigszins verwarrend maar wordt in alle literatuur gemaakt. Voor een goede werking van de schakeleenheid is het van belang dat de karakteristiek symmetrisch is (er ontstaat geen fotospanning en het contact is niet gelijkrichtend). Aan deze voorwaarden voldoet een Ohms contact.

2.5. Ionenimplantatie.

Zoals reeds eerder gezegd moet aan een aantal voorwaarden worden voldaan voor een goede werking van de opto-electronische schakelaar: korte levensduur, kleine donkerstroom en Ohmse contacten. Omdat de levensduur van semi-insulering GaAs ongeveer 1 ns bedraagt, moeten er wegen worden gezocht om de weerstand te verhogen, wat hetzelfde is als een verkorting van de levensduur. Dan immers zal de ontstane elektrische puls vrijwel exact het profiel van de optische puls volgen. Het introduceren van defecten in de halfgeleider, die zich gedragen als traps c.q. recombinatiecentra, is een effectieve methode. Zulke defecten zijn aanwezig in amorfe halfgeleiders, 'conventioneel' (zwaar) gedoteerde halfgeleiders en met ionen bestraalde halfgeleiders. Hier worden slechts laatstgenoemde behandeld.

De invangtijd τ_c van de electronen kan worden geschat aan de hand van [1]

$$\tau_c = \frac{1}{N_t \langle v_{th} \rangle \sigma_c}, \quad (2.14)$$

waarin N_t de trapdichtheid is, $\langle v_{th} \rangle$ de gemiddelde thermische snelheid van de electronen en σ_c de werkzame doorsnede voor invang van electronen.

Bij implantatie met lichte ionen, zoals de voor GaAs meestal gebruikte protonen, ontstaan *Frenkelparen* (verplaatsing van een atoom, waardoor een open plaats en een atoom tussen twee roosterplaatsen in ontstaan) alsmede clusters van defecten ter grootte van 10 tot 20 Å. De diepe niveaus in GaAs hebben werkzame doorsneden van 10^{-14} tot 10^{-13} cm² [1]. Zo ontstaan na implantatie in GaAs bijvoorbeeld electronen- en gatentraps bij -0.71 eV (d.w.z. 0.71 eV onder de geleidingsband) met $\sigma_c = 1.3 \cdot 10^{-13}$ respectievelijk $2.3 \cdot 10^{-13}$ cm². Met behulp van 2.14 volgt hieruit dat trapdichtheden tussen 10^{18} en 10^{20} cm⁻³ voldoende zijn voor het verkrijgen van $\tau_c \approx 1$ ps.

Een bijkomend effect van ionenimplantatie is een verbetering van de contacten. Hoewel nog niet volledig begrepen is de meest waarschijnlijke verklaring de vorming van extreem smalle depletiegebieden (door introductie van donortoestanden), waardoor een permanente tunneling kan plaatsvinden, analoog aan zwaar gedoteerde materialen (§ 2.4).

Het zou te ver voeren om hier alle formules af te leiden; zie hiervoor [6]. Voor de hierboven beschreven toepassingen is het van belang, dat de gaps homogeen bestraald worden en dat er zoveel roosterbeschadigingen worden geïntroduceerd - en daarmee diepe traps - dat de levensduur voldoende klein wordt. De protonen waarmee bestraald wordt, hebben zo'n hoge energie, dat hun dichtheidsprofiel niet belangrijk is. Voor de berekening van de reikwijdte maakt men gebruik van de werkzame doorsnede van een bepaald stopmechanisme, in de literatuur *Stopping Power S* genoemd,

$$S = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx}, \quad (2.15)$$

Hierin is dE/dx het energieverlies per weglengte en N de dichtheid van de te beschieten atomen. Meestal worden slechts het energieverlies door ionisatie of excitatie van de beschoten atomen (electronische afremming) en door elastische botsingen met atoomkernen (nucleaire afremming) beschouwd. Onder aanname van onafhankelijkheid van deze twee processen volgt dan

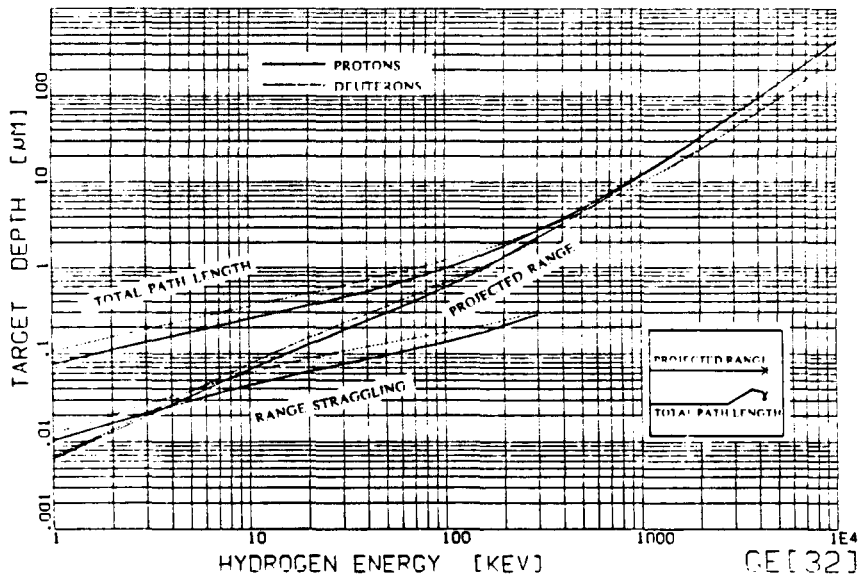
$$\frac{dE}{dx} = N \cdot |S_n(E) + S_e(E)|, \quad (2.16)$$

waaruit bij bekende $S_{n,e}(E)$ de gemiddelde reikwijdte van een deeltje met energie E in een amorf medium kan worden berekend:

$$R = \frac{1}{N} \int_0^E \frac{dE'}{S_n(E') + S_e(E')}. \quad (2.17)$$

Voor waterstofprojectielen blijkt S_n zeer klein te zijn ten opzichte van S_e , zodat deze verder verwaarloosd wordt. De totale weglengte R is echter niet zo interessant omdat men slechts in de uiteindelijke distributie van de ionen (of beter gezegd: de defecten, die een soortgelijk profiel hebben) is geïnteresseerd en niet in de gevolgde weg. Schiøtt heeft een benadering van de geprojecteerde weglengte R_p ontwikkeld onder aanname dat de elektronische afremming dominant is en de projectielen veel lichter zijn dan het doel. Deze R_p wordt in de gebruikelijke figuren aangegeven.

(a)



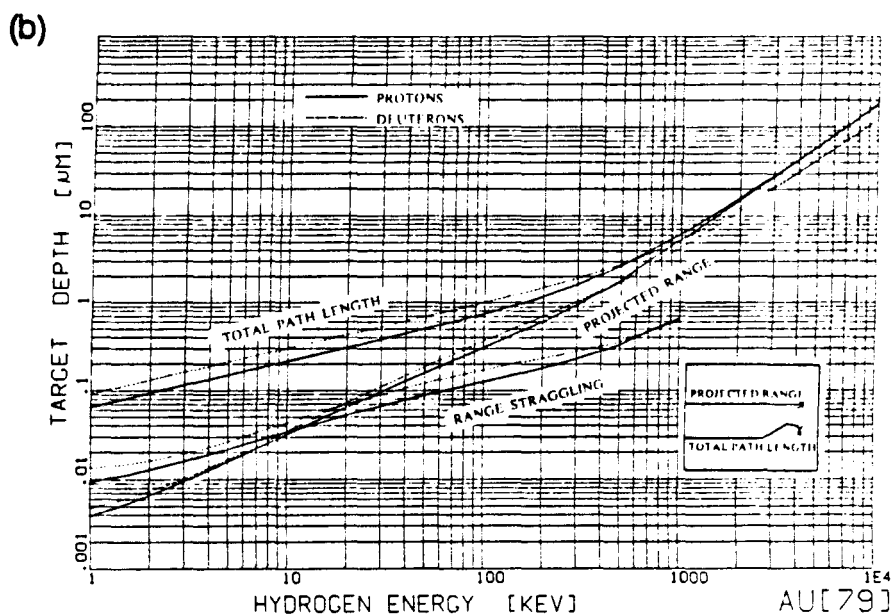
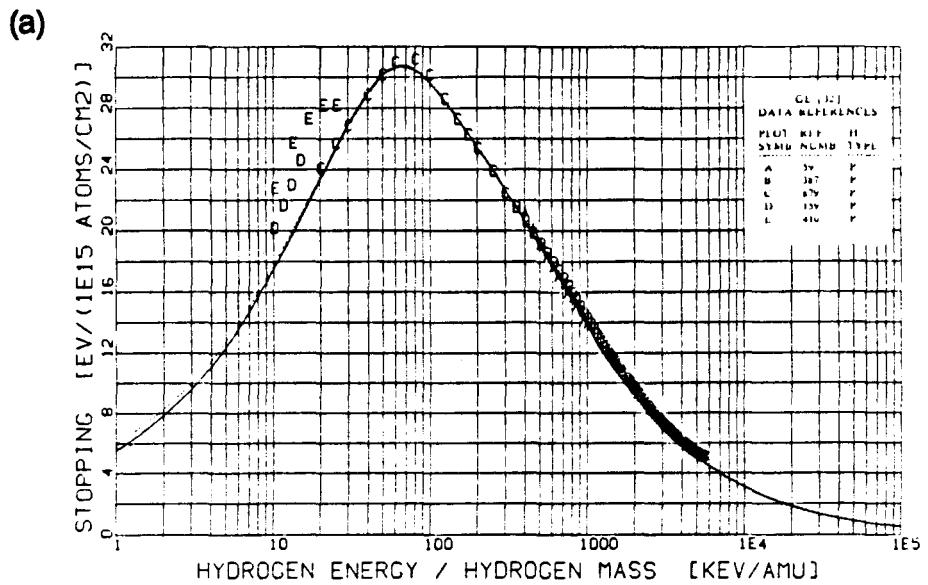
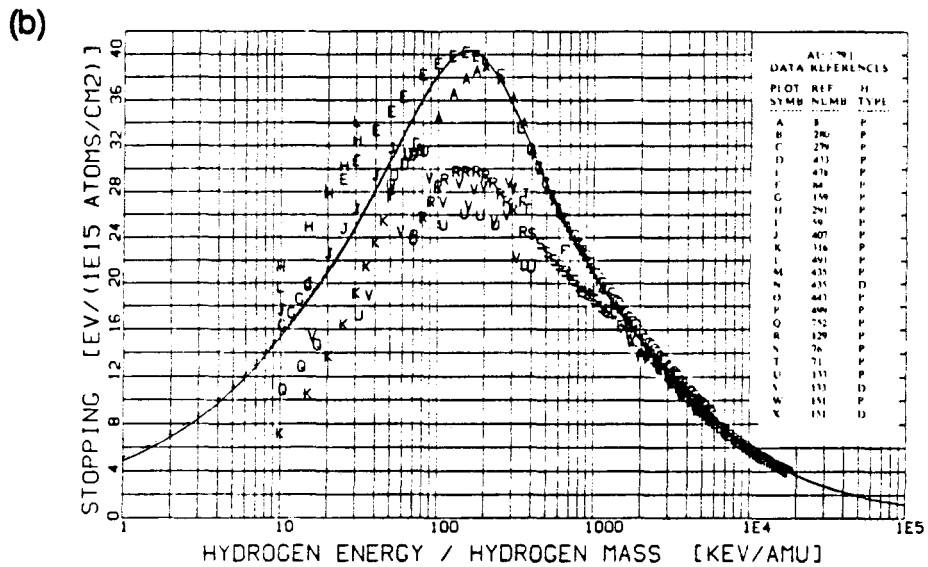


Fig. 2.12. *Reikwijdte van protonen en deuterium-ionen als functie van de energie. Aangegeven zijn zowel de totale afgelegde weg als de geprojecteerde reikwijdte. Tevens is de standaarddeviatie van de uiteindelijke verdeling (range straggling) vermeld. (a) Reikwijdte in Ge; (b) reikwijdte in Au.*

In figuur 2.12 worden voorbeelden gegeven voor de reikwijdte van $^1\text{H}^+$ en $^2\text{D}^+$ in Ge (dit is dezelfde grafiek als voor GaAs, omdat men bij de berekeningen is uitgegaan van amorphe materialen, waardoor alleen de gemiddelde atoommassa van belang is) en Au [7]. Te zien is dat voor hoge energieën R en R_p samen vallen: er treedt blijkbaar bij deze energieën slechts voorwaardse verstrooiing op. Door de energie hoog genoeg te maken, bijvoorbeeld 3 MeV (de protonenergie die met het Cyclotron bereikt kan worden), zorgt men voor genoeg roosterdefecten, terwijl de protonen zelf ruim onder het gebied waarin de stroom loopt worden gestopt (zie figuur 2.12a). De reikwijdte voor protonen bij deze energie is in Au ongeveer $40 \mu\text{m}$ en voor GaAs $60 \mu\text{m}$. In de figuren (2.13a en 2.13b) worden voor dezelfde materialen de stopping powers als functie van de energie gegeven.



GE [32]



AU [79]

Fig. 2.13. Stopping power van protonen en deuterium-ionen als functie van de energie. (a) Stopping power voor Ge; (b) stopping power voor Au.

Figuur 2.14 tenslotte geeft een indruk van de profielen die men verkrijgt na implantatie [30]. Duidelijk is te zien dat voor grote hoeken ten opzichte van de normaal veel ionen dichtbij het oppervlak worden gestopt. In dit geval was de implantatie-energie 250 keV. Vergelijking met figuur (2.12a) laat zien dat R_p

ongeveer overeenkomt met de theorie.

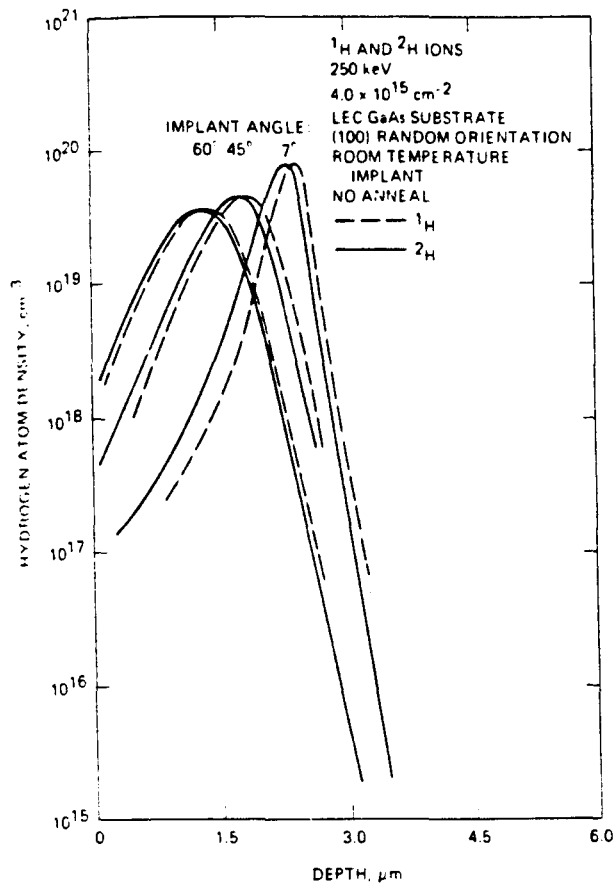


Fig. 2.14. Diepteverdelingen van waterstof- en deuteriumionen na implantatie in GaAs voor verschillende invalshoeken. De implantatieënergie bedroeg 250 keV.

2.6. Respons van een fotogeleidende gap; dispersie.

In deze paragraaf zullen enige eigenschappen van het systeem microstrip-gap worden besproken, alsmede van de zich in dit systeem voortplantende golf. Het is hierbij nuttig om op te merken, dat de biasspanning (die nodig is om een stroom te laten lopen in de gap) ook een korte spanningspuls in plaats van een gelijkspanning kan zijn. Op deze mogelijkheid is het gebruik als sampling gap (zie inleiding) gebaseerd. Vanwege het lopende-golfkarakter van de elektrische signalen moet men de respons van de gap dan beschrijven in termen van inkomende, gereflecteerde en doorgelaten golven, zoals in figuur 2.15 wordt aangegeven.

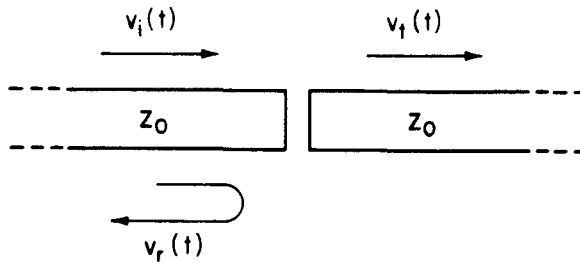


Fig. 2.15. Schematische weergave van een fotogeleidende gap. De beschrijving is gebaseerd op inkomende (v_i), gereflecteerde (v_r) en doorgelaten (v_t) lopende golven. Z_0 is de karakteristieke impedantie van de microstrip.

De fotogeleidende gap wordt gerepresenteerd door een in de tijd variërende geleidbaarheid $G(t)$, waarvan de tijdafhankelijkheid natuurlijk moet afhangen van de laserpuls. Men kan de gap representeren als een parallelschakeling van een (variabele) weerstand $1/G(t)$ en een condensator C_g . In figuur 2.16 is het vervangingsschema getekend.

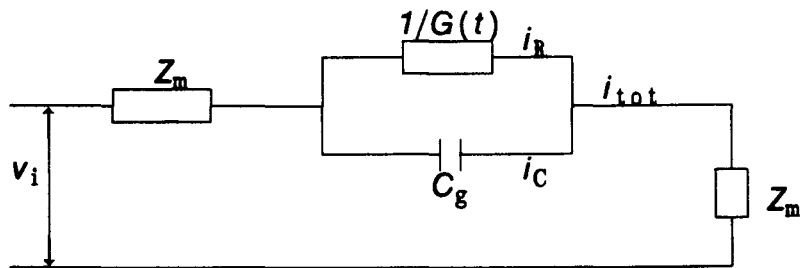


Fig. 2.16. Vervangingsschema voor een fotogeleidende gap in een microstripconfiguratie met karakteristieke impedantie Z_m .

Noemt men de lading in de gap-condensator $q(t)$, dan kan men met behulp van de wetten van Kirchhoff en Ohm de volgende vergelijking afleiden [Appendix A]:

$$\frac{dq}{dt} + \frac{1}{2Z_m C_g} [1 + 2Z_m G(t)]q(t) = \frac{v_i(t)}{Z_m}, \quad (2.18)$$

waarin v_i de inkomende golf is, Z_m de karakteristieke impedantie van de microstrip en C_g de capaciteit van de gap.

Hieruit kunnen de gereflecteerde golf v_r en de doorgelaten golf v_t worden bepaald [Appendix A];

$$v_r(t) = \frac{1}{2C_g} q(t), \quad (2.19)$$

$$v_t(t) = v_i(t) - \frac{1}{2C_g} q(t). \quad (2.20)$$

Integratie van 2.18 geeft [1]

$$q(t) = \frac{1}{Z_m} \int_{-\infty}^t dt' v_i(t') \exp\left(\int_t^{t'} \frac{1 + 2Z_m G(t'')}{2Z_m C_g} dt''\right). \quad (2.21)$$

Veronderstelt men voor de geleidbaarheid een stapfunctie en een gelijkspanning als bias,

$$G(t) = \begin{cases} 0, & t < 0 \\ G_1, & t \geq 0 \end{cases} \quad \text{en} \quad v_i(t) = \frac{1}{2} V_{\text{bias}} = \text{constant},$$

dan volgt uit 2.20 en 2.21

$$v_t(t) = \frac{V_{\text{bias}}}{2} \frac{2Z_m G_1}{1 + 2Z_m G_1} \{1 - \exp[-(\frac{1}{2Z_m C_g} + \frac{G_1}{C_g})t]\} \geq 0. \quad (2.22)$$

Wordt nu de gap belicht, dan wordt de geleidbaarheid groot ($Z_m G_1 \gg 1$), wat een korte stijgtijd van het signaal tot gevolg heeft. In dit geval wordt de stationaire toestand gegeven door $v_t(\infty) = V_{\text{bias}}/2$. In werkelijkheid kan men $G(t)$ echter benaderen door een Gaußische puls met een halfwaardebreedte in de orde van een picoseconde. In het ideale geval volgt het gedrag van G dan instantaan het gedrag van de intensiteit van de laserpuls. Neemt die dus sterk af, dan zal ook G sterk afnemen, wat tot gevolg heeft dat v_t zeer klein wordt (dit volgt uit 2.22 als men de Gaußische puls benadert door stapfuncties).

In de experimenten wordt gebruik gemaakt van twee gaps: een gap om de puls te genereren en een sampling gap. Het uiteindelijk te meten signaal is een correlatie van de signalen die geproduceerd worden door de twee gaps. Bij gaps met gelijke eigenschappen is sprake van een autocorrelatie, waardoor de gemeten puls breder wordt dan de werkelijke puls in de lange microstrip;

$$V(\tau) = \gamma \int_{-\infty}^{+\infty} G(t) G(t + \tau) dt, \quad (2.23)$$

waarin $V(\tau)$ het te meten signaal is, τ de vertraging tussen de twee laserpulsen, γ het deel van de lading dat door de sampling gap stroomt en $G(t)$ de geleidbaarheid van een gap. In figuur 2.17 is wordt de verbreding geïllustreerd.

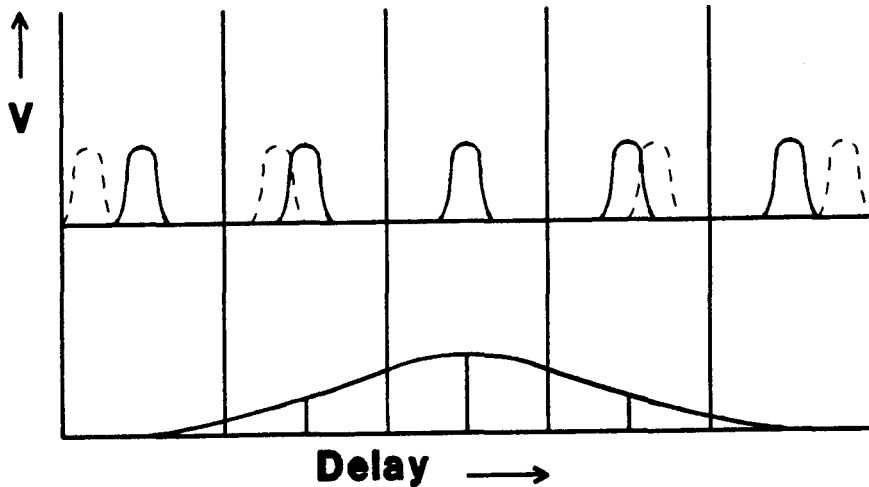


Fig. 2.17. *Illustratie van autocorrelatie. Als de pulsen niet overlappen, is de integraal in 2.23 gelijk aan nul. De integraal bereikt een maximum bij een maximale overlap. Vervolgens neemt het signaal weer af naar nul. De verbreding is voor de duidelijkheid overdreven groot weergegeven.*

Om het signaal van slechts 1 gap te verkrijgen (oftewel de pulsvorm in de lange microstrip), moet men het gemeten signaal *decorreleren*. Hierbij maakt men gebruik van

$$V(\omega) = G(\omega) \cdot G^*(\omega), \quad (2.24)$$

m.a.w. in het frequentiedomein wordt de autocorrelatie-integraal 2.23 eenvoudig

gegeven door het produkt van $G(\omega)$ en zijn complex geconjugeerde. Omdat $V(t)$ bekend is, kan men door Fouriertransformeren $G(\omega)$ bepalen, waarna door terugtransformeren $G(t)$ wordt verkregen.

In figuur 2.18 zijn vier configuraties voor (auto)correlatiemetingen aangegeven. Links bevinden zich de pulsgenererende gaps met biasspanning V_b en rechts de sampling gaps, uitgezonderd in figuur 2.18d.

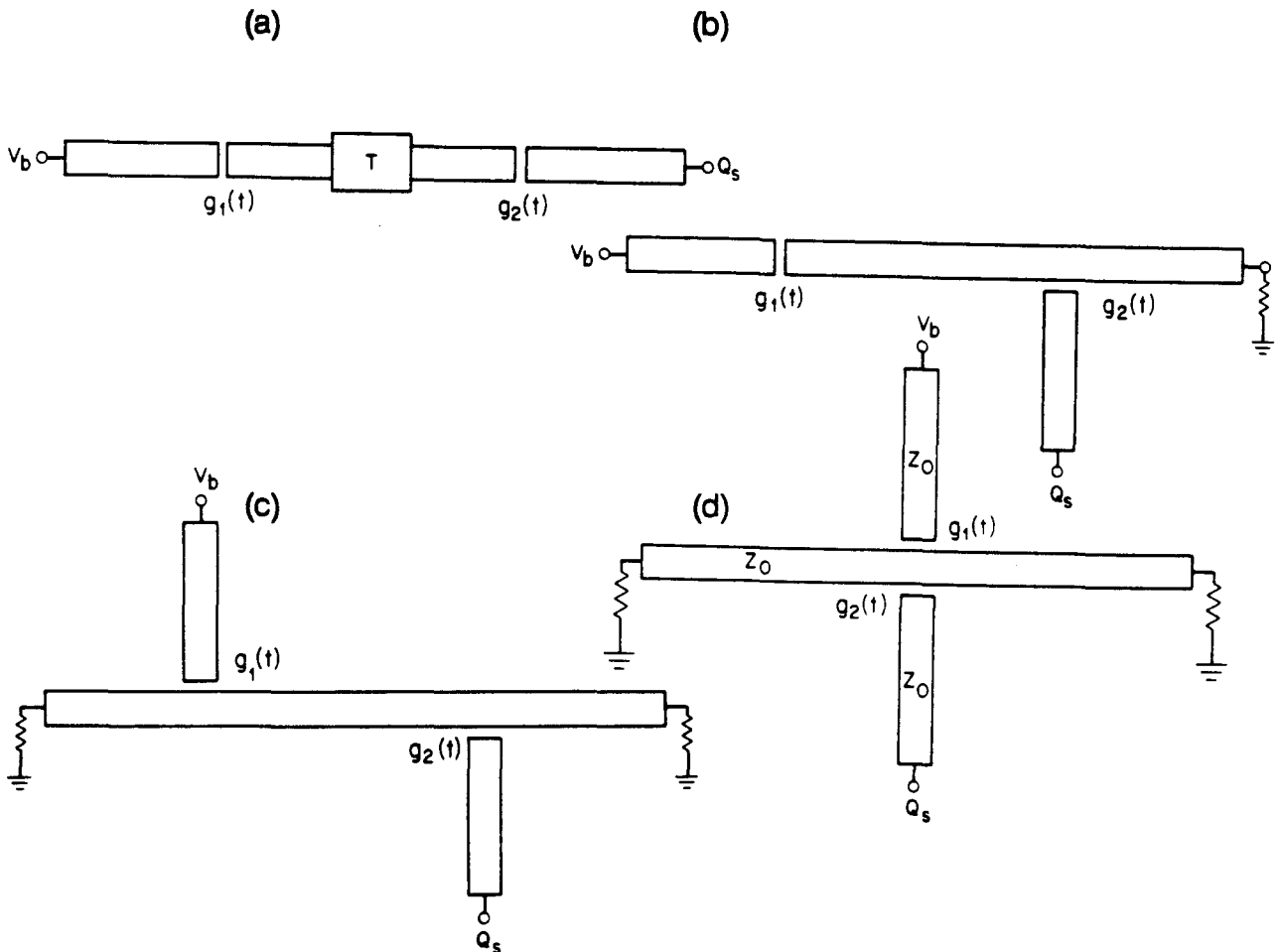


Fig. 2.18. Vier mogelijke configuraties voor correlatiemetingen aan fotogeleidende gaps. In het geval $g_1(t) = g_2(t)$ meet men de autocorrelatie van de twee gapresponzen.

In figuur 2.18a bevinden de gaps zich in dezelfde microstrip, waardoor men veel last heeft van reflecties aan de uiteinden van de middelste microstrip. Om deze te onderdrukken moet men een verzwakker T gebruiken. In figuur 2.18b kan de rechterkant via een 50Ω weerstand worden geaard, waardoor reflecties van de elektrische puls aan het rechteruiteinde in belangrijke mate gereduceerd

worden. Figuren 2.18c en 2.18d laten de gunstigste configuraties zien (die overigens in de experimenten zijn gebruikt). Doordat nu de puls zowel via een zijstrip wordt gevormd als gesampled, kunnen beide uiteinden van de lange microstrip worden afgesloten met 50Ω weerstanden, zodat reflecties hieraan minimaal zijn. In hoofdstuk 3 wordt dieper ingegaan op de gebruikte configuraties.

Zoals in § 2.2 reeds opgemerkt treedt in het algemeen dispersie op bij golfvoortplanting in een microstrip. Dit houdt in, dat de effectieve diëlectrische constante ϵ_e afhangt van de frequentie f . Deze afhankelijkheid bestaat uit twee delen: de relatieve diëlectrische constante ϵ_r van GaAs hangt af van f en er treedt tevens een frequentieafhankelijkheid van ϵ_e op ten gevolge van het quasi-TEM-karakter van de golven (zie § 2.2). In de daar gegeven formules voor de karakteristieke impedantie moet dan ook ϵ_e worden vervangen door [3]

$$\epsilon_e(f) = \epsilon_r - \frac{\epsilon_r - \epsilon_e}{1 + G(f/f_d)^2}, \quad (2.25)$$

waarin

$$f_d = \frac{1}{2\mu_0} \frac{Z_m}{h} \quad (2.26)$$

en

$$G = 0.6 + 0.009Z_m. \quad (2.27)$$

Een typisch verloop van $\epsilon_e(f)$ is in figuur 2.19 gegeven [1].

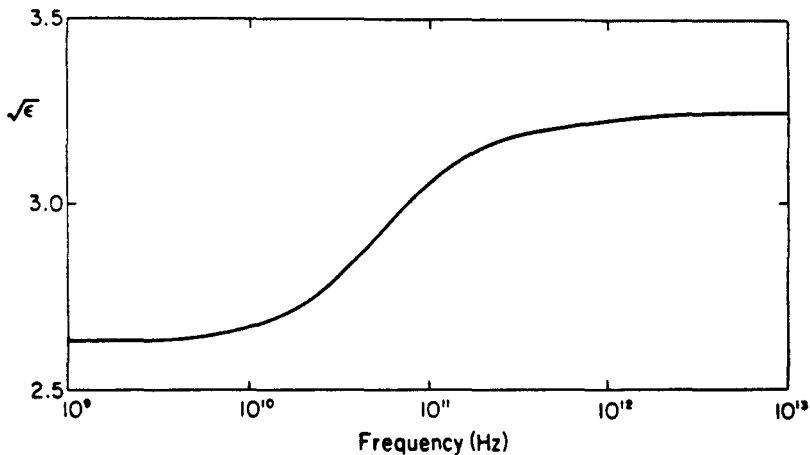


Fig. 2.19. Voorbeeld van het verloop van de effectieve diëlectrische constante als functie van de frequentie van het elektrische signaal in een microstrip. Gebruikte parameters zijn $w = 320 \mu\text{m}$, $h = 400 \mu\text{m}$, $\epsilon_r(\infty) = 10.5$, $\epsilon_r(0) = 6.9$, $Z = 50 \Omega$.

Bovenstaande frequentie-afhankelijkheid van ϵ_e kan ook gebruikt worden om de verandering van de golfvorm als functie van de afstand te beschrijven. Men transformeert hiertoe eerst de pulsform naar het frequentiedomein met behulp van Fouriertransformatie. Een korte elektrische puls $V(0,t)$ kan men dan transformeren naar

$$V(0,\omega) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} V(0,t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2.28)$$

Veronderstelt men dat de puls zich uitbreidt als een vlakke golf, dan wordt bij een lineaire superpositie van sinussen de vorm op een afstand l voor elke Fouriercomponent afzonderlijk

$$V(l,\omega) = e^{-i\beta(\omega)l} V(0,\omega), \quad (2.29)$$

waarin

$$\beta(\omega) = \sqrt{\epsilon_e} \frac{\omega}{c}. \quad (2.30)$$

Hierin is verzwakking van de puls, bijvoorbeeld ten gevolge van de weerstand van de microstrip, verwaarloosd. Door 2.29 weer terug te transformeren, wat mag wegens het hierboven genoemde lineaire karakter, verkrijgt men uiteindelijk $V(l,t)$ in het tijdsdomein:

$$V(l,t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} V(l,\omega) e^{i\omega t} d\omega . \quad (2.31)$$

Li, Whinnery en Dienes hebben voor verschillende pulsvormen de dispersie in een microstrip berekend met behulp van Fast Fouriertransformatie [1]. Hun resultaten voor een Gaußische puls met een breedte van 5 ps worden in figuur 2.20 gegeven.

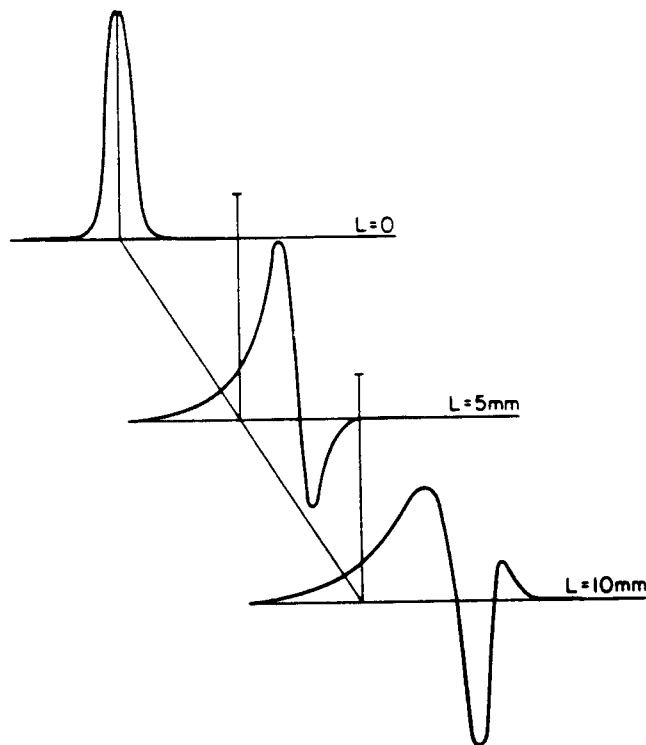


Fig. 2.20. *Voortplanting van een Gaußische puls met een breedte van 5 ps in een microstrip. De vervorming is een gevolg van dispersie.*

Men ziet dat na enige millimeters de golf ernstig wordt vervormd. In werkelijkheid zijn de elektrische pulsen echter asymmetrisch. Gewoonlijk hebben ze een zeer snelle stijgtijd en een langzaam afnemende staart, zoals reeds in § 2.3

is besproken. Li et al. hebben daarom hun berekeningen herhaald voor een puls met een stijgtijd van 10 ps en een vervaltijd zodanig dat de totale breedte op halve hoogte 60 ps bedraagt. De verandering van deze puls in de tijd is in figuur 2.21 aangegeven.

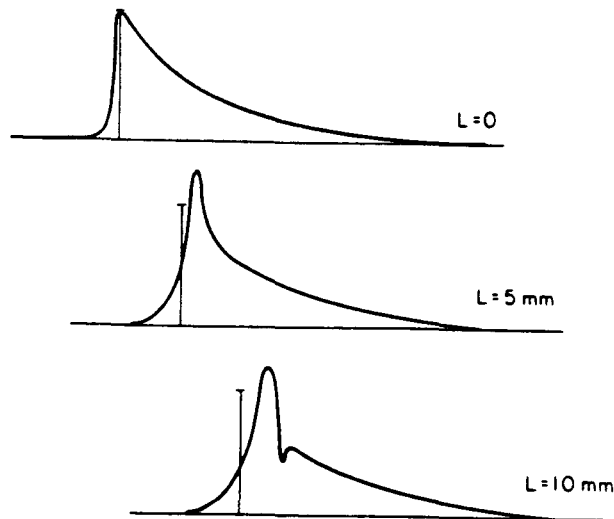


Fig. 2.21. Voortplanting van een asymmetrische puls in een microstrip. De puls wordt in dit voorbeeld aanvankelijk scherper.

Uit de berekeningen blijkt dat voor pulsen met deze vorm de puls na een paar millimeter *scherper* wordt; pas bij grotere afstanden verbreedt hij weer. Dit kan als volgt worden verklaard: de staart varieert langzaam en bestaat dus voornamelijk uit laagfrequente componenten. Het voorste deel van de puls varieert snel en bevat vooral hoogfrequente componenten. Omdat de laagfrequente componenten zich sneller voortplanten dan de hoogfrequente (ϵ_e neemt af voor lagere frequenties), haalt de staart het voorste deel in, waardoor de piek netto smaller wordt.

3. Experimentele opzet.

3.1. De preparaten.

De meeste experimenten zijn uitgevoerd met een microstrip-configuratie (zie § 2.1). Om deze structuren te kunnen maken, moesten eerst maskers worden ontworpen. De afmetingen, met name de verhouding w/h (zie § 2.2), zijn zodanig gekozen, dat een karakteristieke impedantie van ongeveer 50Ω werd verkregen. Voor de berekeningen van w/h is gebruik gemaakt van de in § 2.2 en § 2.6 gegeven formules. In figuur 3.1 zijn de ontworpen structuren weergegeven.

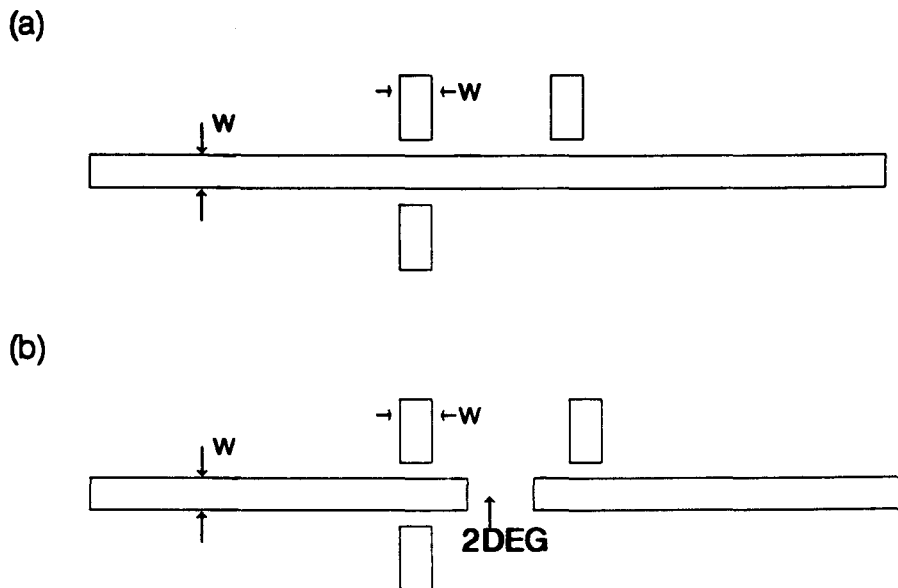


Fig. 3.1. Maskers voor het opdampen van microstrip-structuren. (a) Structuur voor metingen zonder 2DEG; (b) structuur voor metingen aan een 2DEG. Slechts aan de eerste structuur is gemeten. De maten worden in tabel 3.1 gegeven.

In de experimenten is slechts gebruik gemaakt van de in figuur 3.1a getoonde configuratie, waarvan de voordelen reeds in § 2.6 zijn genoemd. De configuratie uit figuur 3.1b kan worden gebruikt voor metingen aan een 2DEG. Voor het opdampen van de contacten met het 2DEG zijn eveneens maskers gemaakt.

Wegens tijdgebrek zijn evenwel geen metingen aan een 2DEG uitgevoerd.

De structuur uit figuur 3.1a is opgedampt op een semi-insulering GaAs-substraat met een dikte h van $400 \mu\text{m}$. Het opgedampte materiaal is een Au-Ge-Nimengsel, waardoor (hoopt men) een Ohms contact ontstaat met het GaAs. De gebruikte techniek is de *lift-off-methode*; eerst wordt fotolak op het substraat aangebracht. Vervolgens wordt het preparaat belicht met ultra-violet licht. Door gebruik te maken van het masker, wordt slechts een gedeelte belicht. Na ontwikkelen en wegetsen van de niet-ontwikkelde fotolak dampst men het metaal op. Een gedeelte van het metaal is nu direct op het substraat opgedampt (dit is de gewenste structuur) en een gedeelte is op de ontwikkelde fotolak opgedampt. De ontwikkelde fotolak verwijdt men (samen met het daarop opgedampte metaal) met aceton (*lift-off*), waarna men uiteindelijk de gewenste structuur overhoudt. Het bleek dat voor een goede hechting van het metaal eerst het Ni en daarna het Au-Ge opgedampt moest worden.

Alle gaps hebben een lengte van $10 \mu\text{m}$. Bij de berekeningen is uitgegaan van een substraatdikte tussen 400 en $450 \mu\text{m}$, terwijl tevens rekening is gehouden met een frequentie tussen $2 \cdot 10^{10}$ en $1 \cdot 10^{12}$ Hz in de formules van § 2.6. De uitkomsten van de berekeningen staan in tabel 3.1:

Tabel 3.1. *Uitkomsten van de berekeningen van w/h voor verschillende frequenties en substraatdiktes.*

f (Hz)	h (μm)	w (μm)	w/h
$1 \cdot 10^{12}$	400	160	0.40
$1 \cdot 10^{12}$	450	180	0.40
$2 \cdot 10^{10}$	400	265	0.66
$2 \cdot 10^{10}$	450	295	0.66

Tevens zijn nog maskers gemaakt met $w = 170 \mu\text{m}$ en $w = 280 \mu\text{m}$.

In tabel 3.2 staan de uiteindelijke waarden van w en de gaplengte. Deze zijn gemeten met een meetmicroscop. Het blijkt dat vooral de waarden van de gaplengte nogal afwijken van de specificaties.

Tabel 3.2. *Werkelijke waarden van w en l_g op de maskers. Tevens zijn de opgegeven waarden vermeld. Vooral de gaplengtes wijken nogal af van de opgegeven waarden.*

w (μm)	w_{opg} (μm)	l_g (μm)	l_{opg} (μm)
153	160	14	10
165	170	14	10
173	180	14	10
261	265	14	10
279	280	14	10
292	295	12	10

De met de lift-off-techniek opgedampte structuren zijn gemonteerd op een voetje met 24 aansluitingen. Tussen de aansluitingen en de structuren zijn gouden *bondingdraadjes* aangebracht. Het geheel is geplaatst in een preparaathouder. Coaxkabels zorgen voor de verbindingen met de opstelling.

3.2. De opstelling.

De opstelling kan onderverdeeld worden in twee gedeelten, namelijk een optisch- en een elektrisch deel. In figuur 3.2 is het elektrisch deel geschetst. In de figuur zijn tevens de nummers van de aansluitingen gedefinieerd.

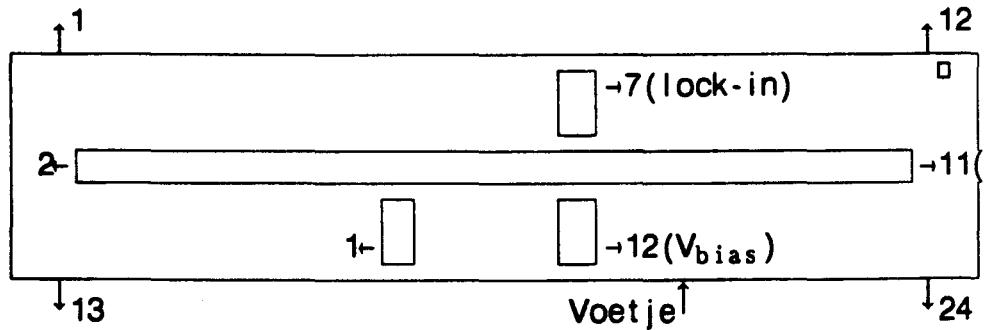


Fig. 3.2. *Electrisch gedeelte van de opstelling. De uiteinden van de lange microstrip (2 en 11) zijn via bondingdraadjes verbonden met de achterkant van het substraat, wat is geaard; de uiteinden van de zijstrips zijn verbonden met coaxkabels. Hierop kunnen naar keuze de biasspanning (in dit geval 12) en de lock-in (in dit geval 7) worden aangesloten.*

De onderkant van het substraat is bedekt met een aluminiumlaagje en is evenals de lange microstrip met de aarde verbonden. De spanningspuls die na kortsluiting in de structuur gaat lopen (zie theorie), wordt met een lock-in gemeten.

Het optische gedeelte is weergegeven in figuur 3.3.

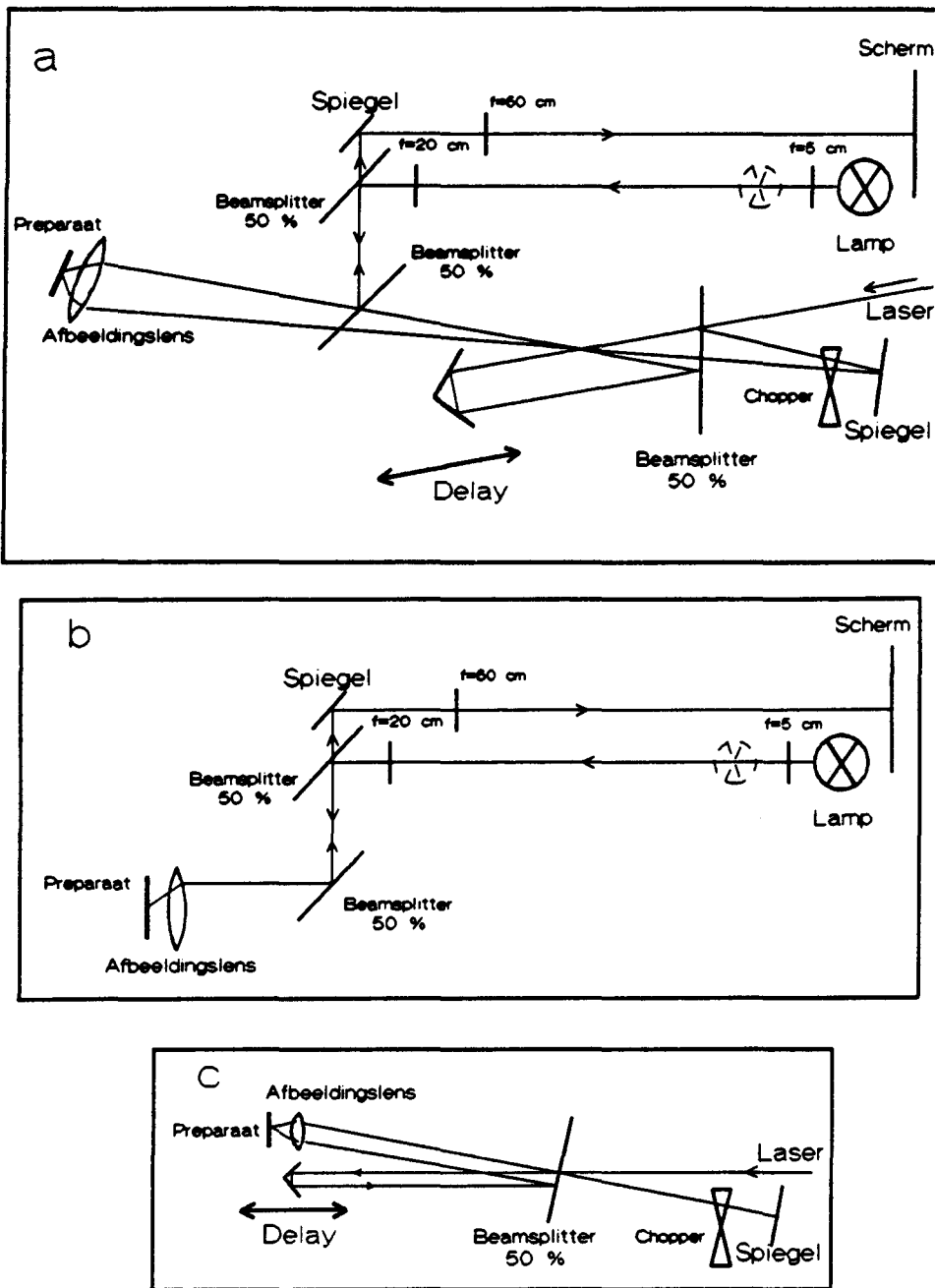


Fig. 3.3. *Het optische gedeelte van de opstelling. (a) Totaaloverzicht; (b) afbeelding van het preparaat op een scherm; (c) afbeelding en vertraging van de laserspots.*

De optische pulsen worden geleverd door een YAG-pomplaser met een repetitiefrequentie van 76 MHz en een vermogen van ongeveer 800 mW, waarachter een dyelaser is geplaatst. Met deze laser kunnen pulsbreedtes van ongeveer 1 ps worden bereikt. Het vermogen aan het begin van de opstelling bedraagt meestal tussen de 50 en 70 mW.

De bundel wordt eerst gesplitst door een 50 % beamsplitter. Het ene deel gaat naar de pulsgenererende gap en het andere naar de sampling gap. Daarvoor volgen de twee bundels twee verschillende wegen: De eerste gaat door een optisch *delay*, die is opgebouwd uit een retroreflector (deze bestaat uit drie spiegels onder hoeken van 90 graden, waardoor iedere lichtstraal evenwijdig aan de invalrichting wordt gereflecteerd) en een translatietafel met een lengte van 2.5 cm (de maximale vertraging is dus $2 \cdot 0.025 / 3 \cdot 10^8 = 167$ ps). De resolutie die zo bereikt kan worden ligt rond de 0.1 ps. Deze bundel bereikt na reflectie door de beamsplitter tenslotte een lens, waardoor hij wordt afgebeeld op het preparaat.

Het tweede deel wordt gereflecteerd door een spiegel en gaat via de beamsplitter eveneens door de afbeeldingslens. De hoogte van het tijdgemiddelde elektrisch signaal is een maat voor de autocorrelatie van de elektrische puls. Dit wordt gemeten door een van de bundels te choppen. De chopper wordt ingesteld op een frequentie van 1000 Hz. De lock-in meet op precies dezelfde frequentie. In figuur 3.4 wordt deze meetmethode nader toegelicht.

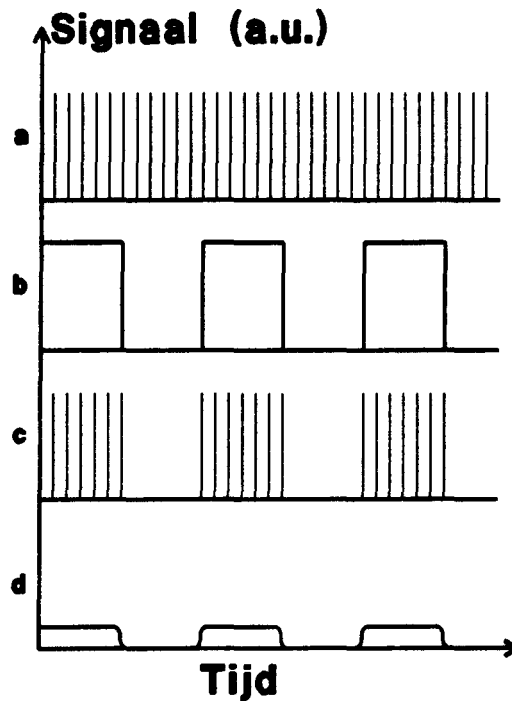


Fig. 3.4. *Illustratie van de lock-in methode. (a) Het lasersignaal bestaat uit 76 miljoen picoseconde-pulsjes per seconde. (b) de chopper laat iedere duizendste seconde het laserlicht door (m.a.w. de chopfrequentie is 1000 Hz). (c) combinatie van (a) en (b) geeft iedere duizendste seconde 38 duizend picoseconde-pulsjes. Ieder laserpulsje maakt een even kort electrisch pulsje. Het signaal uit (c) wordt dus aan de ingang van de lock-in aangeboden. (d) de lock-in meet slechts het 1000 Hz signaal. De grootte van dit signaal hangt af van de hoogte van de pulsjes. Omdat deze hoogte afhangt van de vertraging, kan men op deze manier de vorm van een electrisch pulsje meten met laagfrequente meettechnieken.*

Doordat de twee bundels door dezelfde lens gaan, is een afstand tussen de twee gaps op het preparaat van ongeveer 1 mm het maximum. Dit is echter geen bezwaar, omdat de gaps zich dicht bij elkaar bevinden. Om te kunnen zien of de spots goed op de gaps vallen, worden deze afgebeeld op een scherm (figuur 3.3c). De lichtbundel van een 150 Watt lamp wordt gecollimeerd met een lens met een brandpuntsafstand van 5 cm. De lens met een brandpuntsafstand van 60 cm zorgt voor een vergroting bij de gebruikte afbeeldingslens van $60/2.5 = 24$. Dit is genoeg om een duidelijke afbeelding van de spots op de gaps te verkrijgen. Bij kleinere brandpuntsafstanden van de afbeeldingslens wordt weliswaar het beeld groter, maar dan kan men niet het hele preparaat zien en wordt het moeilijk om beide spots op twee verschillende gaps te laten vallen via dezelf-

de lens.

Tenslotte wordt nog opgemerkt, dat de chopper los van de tafel is geplaatst, omdat de plaats van de spots zeer gevoelig is voor trillingen. Om dezelfde reden is ook het gebruik van een nauwkeurige retroreflector noodzakelijk. Gebruikt men namelijk in plaats hiervan een spiegel, dan is de opstelling vrijwel niet zodanig uit te lijnen, dat de spots bij een verandering van de delay op dezelfde plaats blijven. Reeds een zeer kleine plaatsverandering van een van de spots beïnvloed het signaal, zodat de metingen onbruikbaar worden.

4. Resultaten en discussie.

Omdat de ongeïmplanteerde preparaten ten gevolge van een fotospanning een constant signaal te zien gaven worden in dit hoofdstuk slechts resultaten van metingen aan geïmplanteerde preparaten gegeven. Deze zijn in het cyclotron van de TUE bestraald met een bundel protonen met een energie van 3 MeV. De bundel had een oppervlak van 1 cm², zodat het hele preparaat bestraald werd. Zoals reeds in de theorie uiteengezet, verwacht men dat dit gunstige gevolgen heeft voor zowel de levensduur als de kwaliteit van de contacten (hierop wordt later teruggekomen).

Aanvankelijk zijn slechts Au en Ge voor het opdampen gebruikt; eerst werd een goudlaagje opgedampt en vervolgens een Au-Ge-laagje (dit laatste eutectisch). Dit hechtte niet zo goed, zodat later Au-Ge-Ni is gebruikt. De preparaten met Au-Ge zijn nummer 19 t/m 21 genoemd. In tabel 4.1 staan hiervoor de implantatiedoses vermeld. Tevens zijn de weerstanden van de lange microstrips (*main lines*) gegeven (N.B.: een preparaat bevatte steeds twee structuren zoals in figuur 3.1 weergegeven!)

Tabel 4.1. *Implantatiedoses voor preparaten 19, 20 en 21. Nummers 19a en 20a zijn in twee fasen bestraald, terwijl 21a niet is bestraald. De preparaten zijn gebond na het implanteren.*

Nummer	I (nA/cm ²)	tijd (s)	dosis (cm ⁻²)	weerstand (Ω)
19 a	3.33 + 18.19	320 + 117	2 · 10 ¹³	4130 en 3 · 10 ⁶
19 b	96.97	3300	2 · 10 ¹⁵	576 en 419
20 a	36.4 + 72.73	320 + 280	2 · 10 ¹⁴	248 en 380
20 b	181.82	3470	4 · 10 ¹⁵	565 en 476
21 b	200	160	2 · 10 ¹⁴	2300 en 1400

Het blijkt, dat de weerstanden van de main lines nogal uiteenlopen. Om een redelijk groot signaal te verkrijgen, is gemeten aan preparaat 20a, waar de main lines de laagste weerstand hebben.

In figuur 4.1 staat de IV-karakteristiek (na implantatie) van een gap op preparaat 20a. Deze grafiek is gemeten met de in de vakgroep aanwezige CV-opstelling van Hewlett Packard. Er is gemeten van -10 tot 10 Volt in stappen van 1 Volt. Deze gap blijkt Ohmse contacten en een hoge weerstand te hebben na implantatie. De IV-karakteristieken vóór implantatie zijn voor preparaat 20a niet gemeten. De IV-karakteristieken van de twee andere gaps bleken hetzelfde gedrag te vertonen; deze zijn hier niet weergegeven.

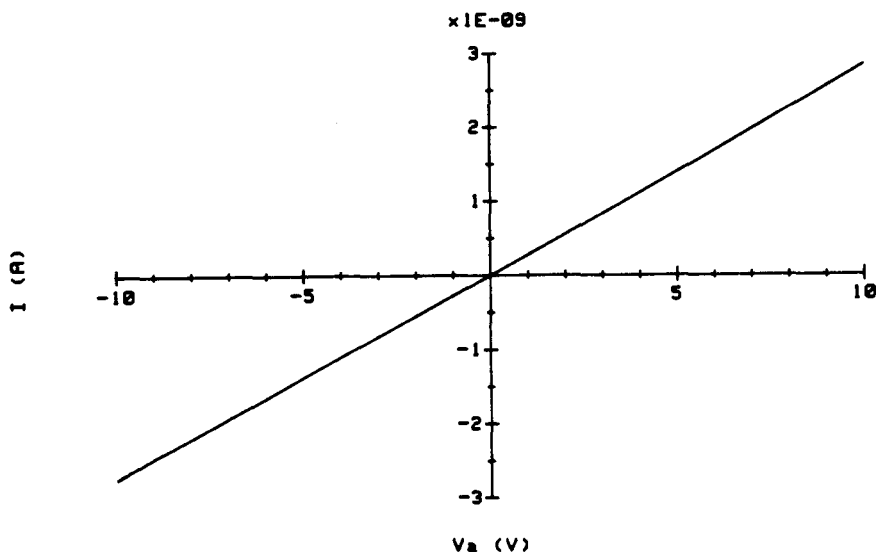


Fig. 4.1. *IV-karakteristiek van een gap van preparaat 20a. Gemeten is over de contacten 2-1. Hierbij is de conventie van figuur 3.2 aangehouden.*

Van preparaat 21b zijn wel de karakteristieken voor en na implantatie gemeten. Enkele daarvan zijn in figuur 4.2 gegeven. Het blijkt dat inderdaad de contacten na implantatie beter zijn en dat tevens de weerstand hoger is dan voor de implantatie.

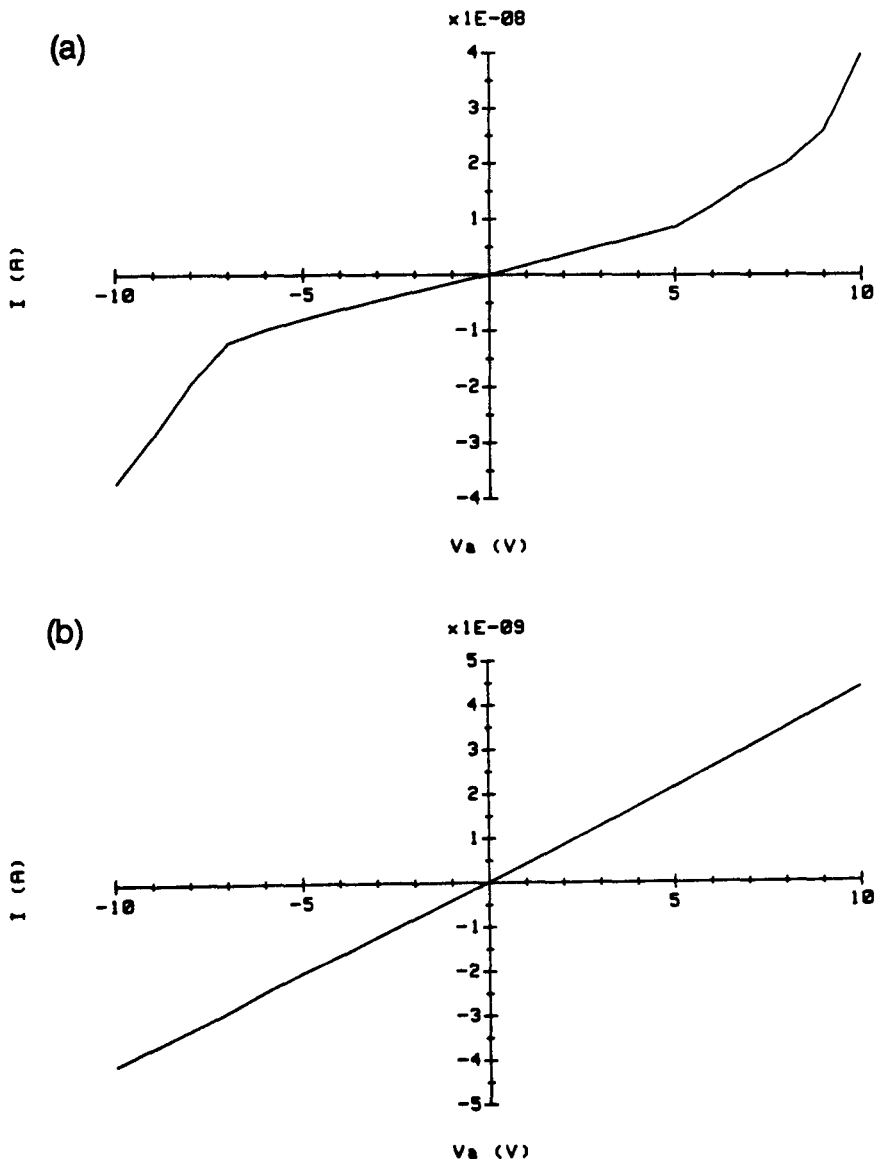


Fig. 4.2. *I*-*V*-karakteristieken van gap 2-1 van preparaat 21b. (a) Voor implantatie; (b) na implantatie. Zowel de weerstand als de kwaliteit van de contacten blijkt toe te nemen na implantatie.

Van preparaat 19a zijn onder belichting met een He-Ne-laser *I*-*V*-karakteristieken gemeten. Hiervan staat er een in figuur 4.3. Ook de karakteristiek van de onbelichte gap is gegeven.

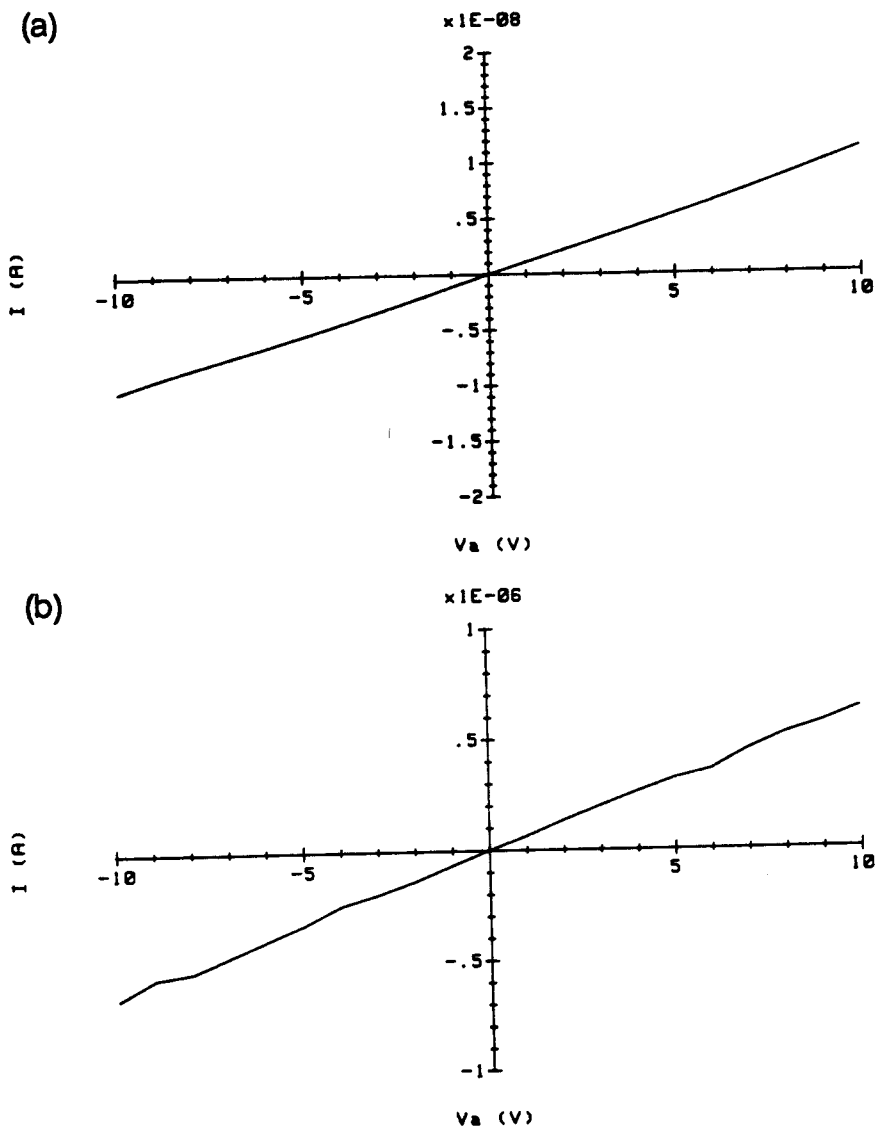


Fig. 4.3. *I*-karakteristieken van gap 2-7 van preparaat 19a. (a) Onbelicht; (b) belicht. Er is gemeten na implantatie. Bij belichting neemt de weerstand toe en blijft de karakteristiek Ohms.

De weerstand wordt bij belichting een factor 100 lager, terwijl de karakteristiek Ohms blijft (de oneffenheden in de grafiek zijn te wijten aan de instabiliteit van de He-Ne-laser). Deze gap geeft dus geen significante fotospanning en heeft mooie Ohmse contacten. Zoals echter gezegd is aan dit preparaat wegens de hoge weerstand van de main lines niet gemeten. 20a heeft echter ook Ohmse contacten en tevens een niet al te hoge weerstand.

Aanvankelijk is getracht metingen te verrichten aan 20a met beide uiteinden

van de main line apart via een 50Ω weerstand aan de aarde. Er werd echter een constant signaal gemeten, wat niet te wijten kan zijn aan een fotospanning (de contacten zijn immers Ohms). Om te kijken wat de invloed van de lengte van de bondingdraadjes op het signaal is, zijn metingen verricht met een *time-domain-reflectometer*. In figuur 4.4 staan de resultaten van deze metingen voor verschillende kabellengtes van de aardverbinding. Zowel aan een open - als een gesloten uiteinde zijn metingen uitgevoerd.

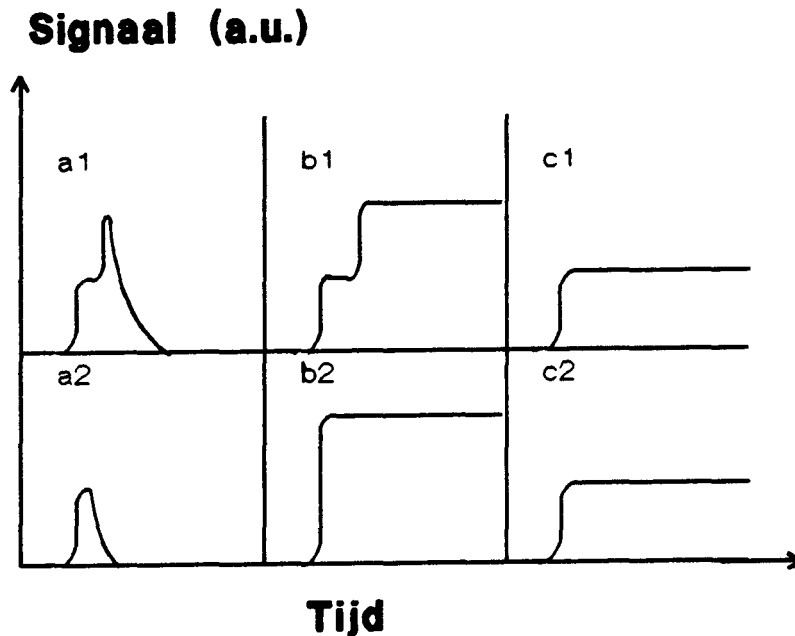


Fig. 4.4. *Metingen met een time-domain-reflectometer voor verschillende kabellengtes. De bovenste grafieken hebben de grootste kabellengtes. (a) Open uiteinde; (b) gesloten uiteinde. (c) afgesloten met 50Ω . Deze metingen dienen ter illustratie van de invloed van de lengte van bondingdraadjes op de reflecties. Bij afsluiten met 50Ω blijven reflecties achterwege.*

Uit figuur 4.4 kan geconcludeerd worden, dat de lengte van de bondingdraadjes van invloed is op de reflecties. Temeer omdat wegens de kleine afmetingen van de preparaten niet met een gewone weerstand kon worden afgesloten, waardoor er wegens het niet beschikbaar zijn van micro-weerstanden veel reflecties optreden, is het van belang om de bondingdraadjes zo kort mogelijk te maken. Allerlei ongewenste looptijdeffecten worden dan zoveel mogelijk geëlimineerd.

Naar aanleiding van bovenstaande overwegingen zijn de uiteinden van de main lines kortgesloten via de achterkant van het preparaat, waardoor bovengenoemde effecten tot een minimum werden beperkt. Uiteraard verdwenen de

reflecties wegens afwezigheid van een afsluitweerstand niet. Bij korte pulsen (≈ 1 ps) moet men echter wegens de lengte van de main line een losstaande puls kunnen meten.

De eerste meting aan preparaat 20a betreft de uitgangsspanning als functie van de biasspanning (figuur 4.5).

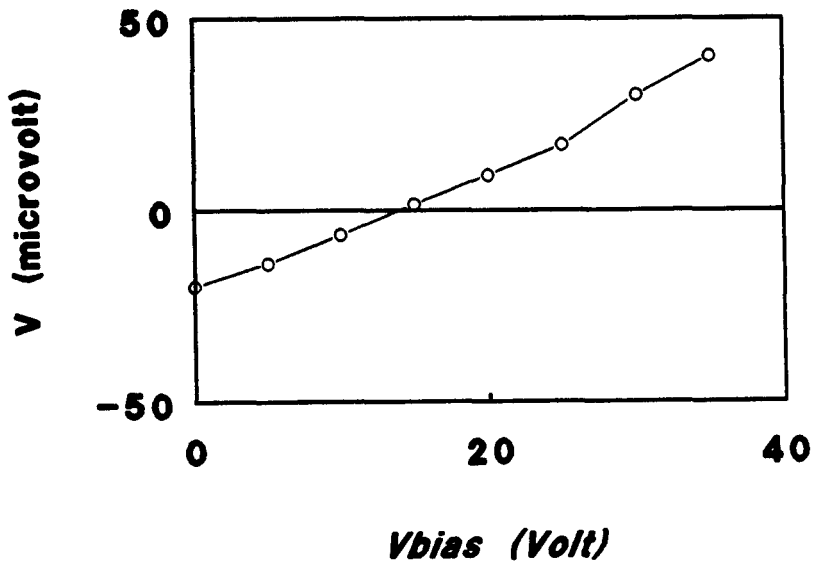


Fig. 4.5. *Gemeten spanning als functie van de biasspanning. Er treedt een fotospanning op.*

Uit deze figuur blijkt, dat de contacten toch niet perfect Ohms zijn; de fotospanning bedraagt ongeveer $20 \mu\text{V}$. Bij de in het vervolg gebruikte biasspanning van 30 V kan men echter goed de pulsvormen meten. In figuur 4.6 zijn deze metingen weergegeven, waarbij voor de nummering van de contacten de conventie van § 3.2 is aangehouden.

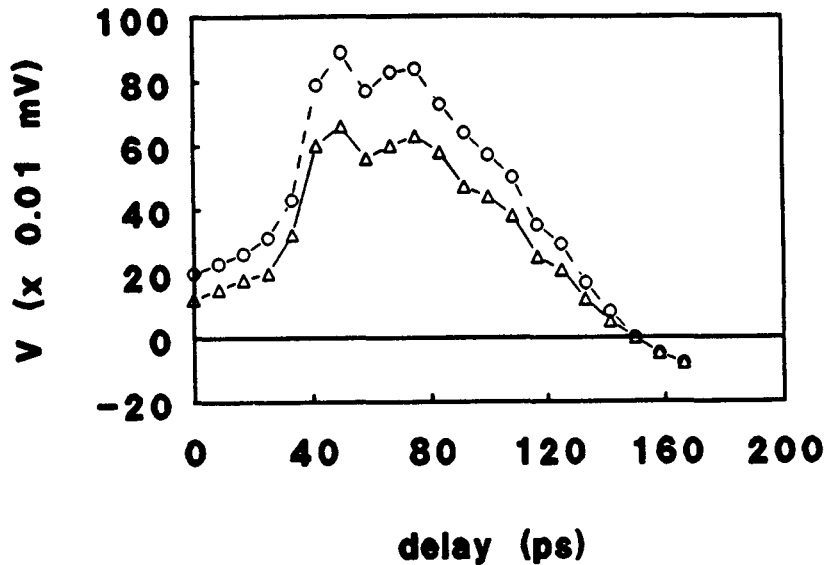


Fig. 4.6. *Pulsvorm in preparaat 20a. De biasspanning van 30 V was aangelegd aan contact 12, terwijl de lock-in was aangesloten op contact 7. De twee grafieken zijn gemeten bij verschillende plaatsen van de laserspots in de gaps. Het laser vermogen aan het begin van de opstelling bedroeg 50 mW.*

De gemeten elektrische picoseconde-pulsen zijn goed reproduceerbaar. De hoogtes van de pulsen zijn verschillend omdat het signaal bij de driehoekjesmeting niet geoptimaliseerd was met verplaatsing van de spots in de gaps. Bij de hoogste puls zijn de spots net zolang verplaatst, tot een maximale spanning was bereikt. In de figuur zijn twee toppen zichtbaar. Deze bevinden zich ongeveer 30 ps van elkaar, wat overeenkomt met 3 mm. Waarschijnlijk is de tweede piek een reflectie aan het contact van het bondingdraadje en het Au-Ge-Ni, wat men immers als een vast uiteinde kan beschouwen. De pulsbreedte bedraagt ongeveer 35 ps. De implantatiedosis ($2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$) was dus blijkbaar te laag. Bij verhoging van de dosis verwacht men een smallere puls, waardoor men geen last meer heeft van de reflectie (de pulsen zijn dan gescheiden, oftewel het profiel van de eerste puls is al volledig gemeten voordat de reflectie aankomt).

Meting van de pulsform met een twee keer zo klein laser vermogen leverde een min of meer lineaire afhankelijkheid op; de hoogte van de puls daalde van 0.9 mV naar 0.5 mV. Dit voldoet aan de verwachting: maakt men twee keer zo weinig ladingsdragers vrij dan zal de spanning eveneens gehalveerd worden.

Ook met een kortere laserpuls bleken de vorm en de breedte van de elektrische puls niet te veranderen. Dit kan twee oorzaken hebben: ten eerste kan de

implantatiedosis te laag zijn, waardoor de levensduur langer zou kunnen zijn dan de laserpuls. Een tweede mogelijkheid is dat het substraat te dik is. Het veld bouwt zich namelijk met de lichtsnelheid in het materiaal op. Omdat het tijdsverschil tussen boven- en onderkant ($400 \mu\text{m}$) ongeveer 4 ps bedraagt, lijkt de tweede mogelijkheid geen afdoende verklaring te zijn voor de gemeten puls-breedte van 35 ps.

Om te kijken hoe groot de dispersie is, is de pulsvorm op een afstand van 1 mm gemeten. Figuur 4.7 toont hiervan het resultaat: het maximum is verplaatst, zoals te verwachten viel. De puls is echter niet significant verbreed, zodat men kan concluderen, dat de dispersie over deze afstand nog minimaal is zolang men pulsbreedtes van ongeveer 35 ps heeft (bij smallere pulsen verwacht men meer dispersie vanwege de hogere frequenties).

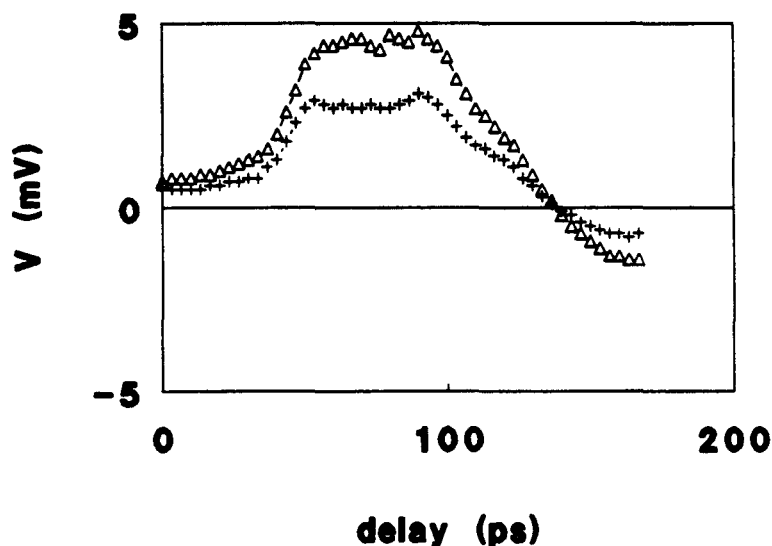


Fig. 4.7. *Pulsvorm in preparaat 20a op een afstand van 1 mm. De biasspanning van 30 V was aangesloten op contact 1, terwijl aan contact 12 is gemeten. De twee grafieken zijn gemeten voor verschillende plaatsen van de laserspots in de gaps.*

Voor een kortere levensduur was een grotere implantatiedosis noodzakelijk. Preparaat 40b werd gedurende 3360 s bestraald met 3 MeV protonen. De stroomsterkte was 360 nA/cm^2 , waaruit een dosis van $7.55 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ volgt. Een andere gewenste verbetering was een verlaging van de weerstand van de main line. Dit werd bereikt door in plaats van Au-Ge, Au-Ge-Ni op te dampen. Voor een goede hechting werd eerst het Ni en daarna het Au-Ge opgedampt. Om eventuele ongewenste temperatuursinvloeden te beperken, werd eerst de hele

structuur gemonteerd in een voetje. Pas daarna werd geïmplanteerd. De weerstand van de main line werd inderdaad belangrijk lager, namelijk 40Ω .

In figuur 4.8 zijn de IV-karakteristieken van een gap van preparaat 40b voor en na implantatie gegeven. Bij de nummering van de gaps is weer de conventie van § 3.2 gevolgd (40b had slechts 1 structuur in plaats van 2).

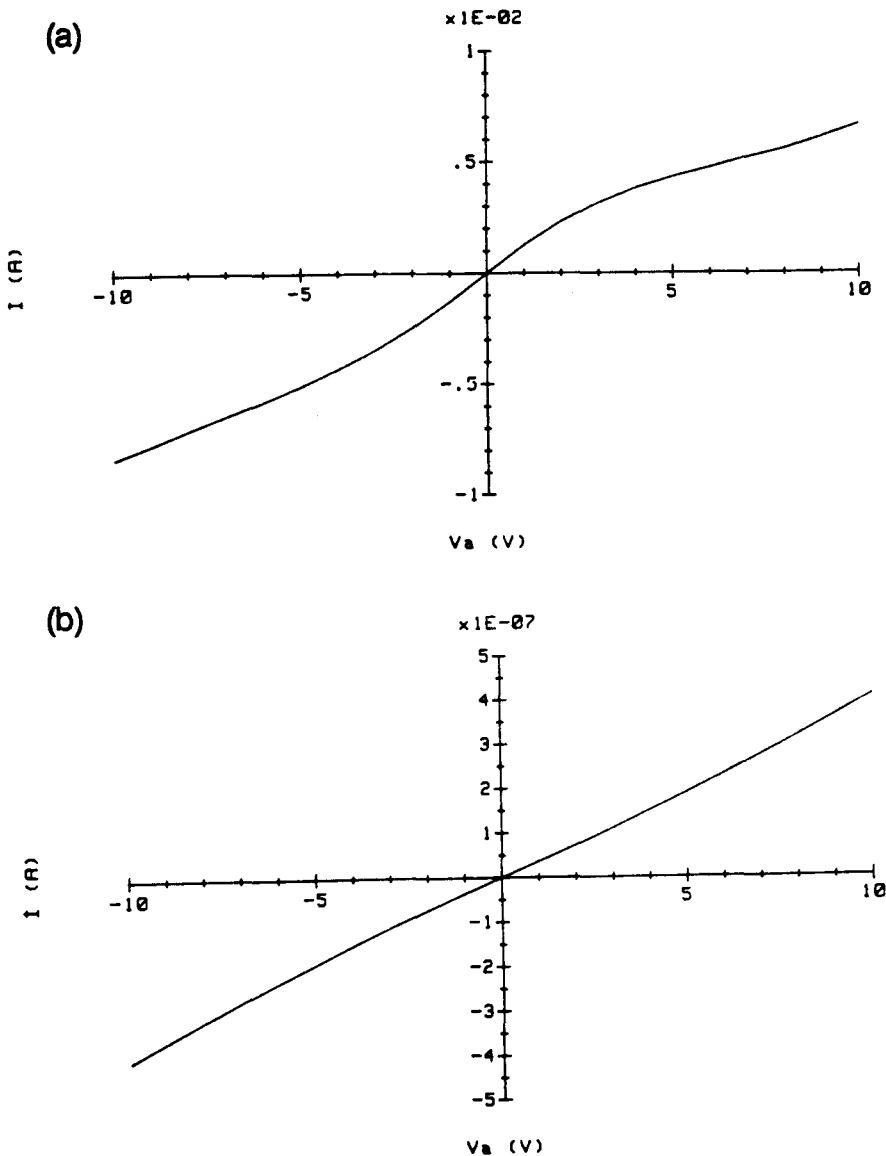


Fig. 4.8. *IV-karakteristieken van de gaps van preparaat 40b. Er is gemeten zowel voor (a) als na (b) implantatie. Gemeten is aan de contacten 2-1; de andere gaps hebben soortgelijke karakteristieken. Wederom blijkt, dat zowel de weerstand als de kwaliteit van de contacten sterk toeneemt na implantatie.*

Ook nu blijkt de grote invloed van waterstofimplantatie op zowel de weer-

stand als de contactkwaliteit. Opgemerkt kan nog worden, dat de lagere weerstand ten opzichte van preparaat 20a een gevolg is van het gebruik van een ander substraat. Dit blijkt ook uit de weerstand voor implantatie, die voor dit substraat vrij laag is. Blijkbaar bevat dit substraat meer verontreinigingen dan het substraat, dat voor 20a is gebruikt.

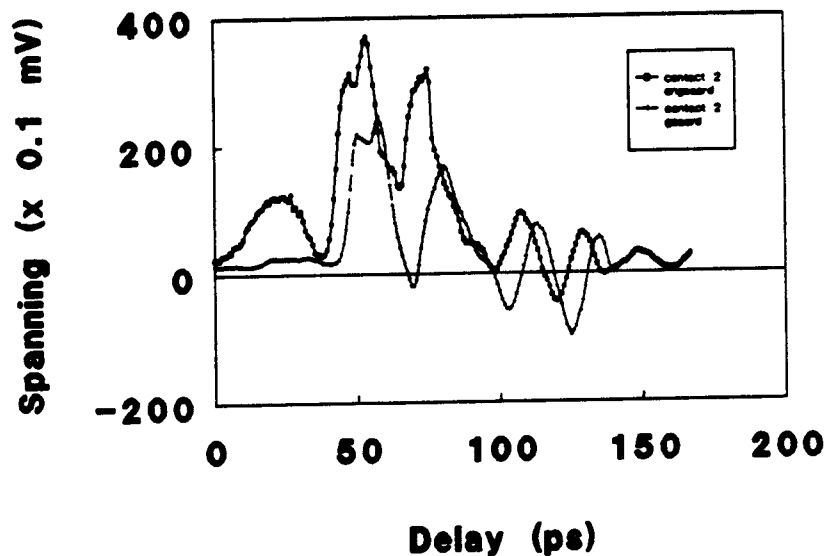


Fig. 4.9. *Pulsvormen in preparaat 40b. De biasspanning van 30 V was aangesloten op contact 7; de lock-in was aangesloten op contact 12. De breedte van de laserpulsen bedroeg ongeveer 1 ps en het laservermogen varieerde rond de 70 mW.*

Figuur 4.9 toont gemeten pulsvormen in preparaat 40b. Duidelijk blijkt de grote invloed van de afsluiting van de main line op de reflecties. De 'bobbel' aan het begin verdwijnt bij aarding van contact 2. Deze bobbel kan geen gevolg zijn van reflecties, omdat hij zich voor de puls bevindt.

De breedte van de puls is ongeveer 15 ps. Waarschijnlijk is dit de limiet voor de gebruikte substraatdikte. Het veld heeft namelijk tijd nodig om zich op te bouwen. Met de lichtsnelheid in het materiaal van ongeveer 10^8 m/s is het tijdsverschil tussen de boven- en de onderkant ($400 \mu\text{m}$) dan 4 ps. Omdat de implantatiedosis van preparaat 40b hoger is dan die van preparaat 20a, terwijl de pulsbreedte veel kleiner is, lijkt bovenstaande verklaring de meest plausibele. Door ook metingen uit te voeren met een coplanar-structuur met dezelfde implantatiedosis, wordt gecontroleerd of dit inderdaad de verklaring voor de pulsbreedte is, of dat misschien de implantatiedosis toch nog te laag was. Wegens tijdgebrek vallen deze metingen echter helaas buiten het bestek van dit werk.

Meting van de puls met een laserpuls van 3 ps in plaats van 1 ps leverde dezelfde figuur op. De resultaten blijken dus goed reproduceerbaar te zijn. Blijkbaar wordt de pulsbreedte in de microstrip niet alleen bepaald door de breedte van de laserpuls.

De pulsvorm op 1 mm afstand verschilt nu wel van figuur 4.9 (zie figuur 4.10).

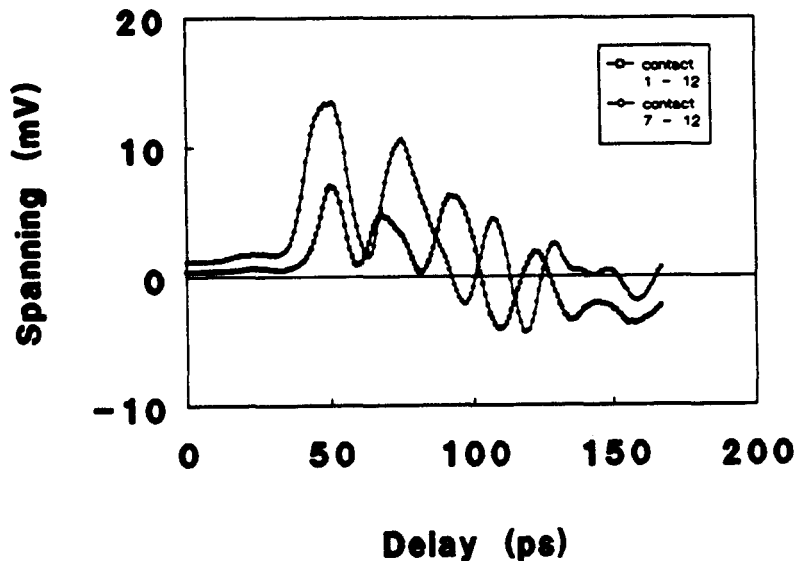


Fig. 4.10. *Pulsvorm op een afstand van 1 mm. In plaats van contact 7, is nu contact 1 gebruikt. Tevens is nog eens de vorm aan het begin weergegeven. De plaats van de reflecties blijkt te veranderen.*

De plaatsen van de eerste pieken komen redelijk overeen, maar andere reflecties arriveren eerder, wat ook te verwachten was gezien het feit dat 1 mm verder is gemeten. 1 mm in het materiaal komt overeen met ongeveer 8 ps. De derde reflectie is afkomstig van het verste uiteinde (vanaf 7 gezien) en arriveert ongeveer 55 ps later dan de eerste puls (dit klopt dus met de verwachtingen). Meet men nu aan 1 in plaats van 7, dan zal deze reflectie 8 ps eerder arriveren, wat eveneens klopt met de metingen.

Om te kijken wat de invloed van de temperatuur is op de levensduur, is preparaat 40b enkele uren tot ongeveer 300 °C verhit (het preparaat krijgt tijdens het bonden - kortstondig - een temperatuur van 150 °C; als dit niet van invloed is op de levensduur, dan kan men beter eerst implanteren en dan bonden in verband met de preparaathouders in het cyclotron). De pulsvorm bleek na verhitten niet veranderd te zijn (eigenlijk verwacht men ook pas bij hogere temperaturen

veranderingen waar te nemen; de meting is hier een bevestiging van).

Bij bovenstaande metingen bevond het verste bondingdraadje zich op 2.8 mm van de sampling gap en het dichtstbijzijnde op 1.7 mm. Het eerste bondingdraadje is verplaatst in de richting van de sampling gap om de invloed van de plaats van het draadje op de reflecties te bepalen. Het resultaat staat in figuur 4.11a.

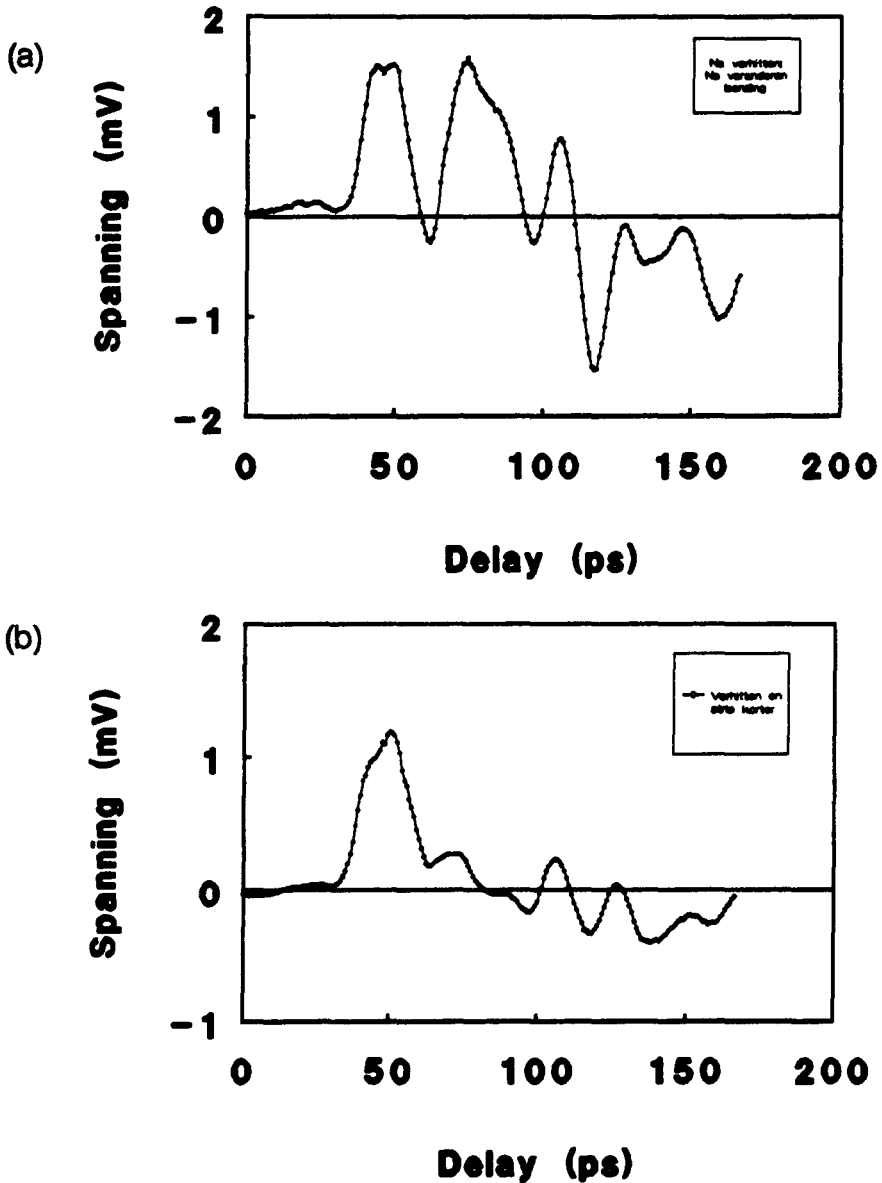


Fig. 4.11. *Pulsvorm in preparaat 40b. (a) Nadat een bondingdraadje is verplaatst. Ook dit blijkt niet van invloed te zijn op de reflecties; (b) nadat de main line is verkort. Dit is wel van invloed op de reflecties.*

Enigszins verrassend blijkt de plaats van het draadje niet zo belangrijk te zijn, zodat geconcludeerd kan worden, dat de reflecties vooral afkomstig zijn van

de uiteinden van de main line. Om dit te controleren is de main line aan de kant van 2 korter gemaakt (figuur 4.11b). Nu blijkt het effect wel aanzienlijk te zijn. De tweede piek is vrijwel verdwenen. Omdat de main line nogal rafelig is afgesneden bij het inkorten, is een mogelijke verklaring, dat de reflecties diffuus zijn, waardoor men geen duidelijke piek ziet.

De metingen aan de microstrip-configuratie werden afgesloten met een bepaling van de pulsform op 1 mm afstand (ook hier was dus de main line ingekort). Figuur 4.12 toont het resultaat. Tevens is de beginvorm weergegeven. In tegenstelling tot de metingen aan gap 7 is hier de vorm niet veranderd ten opzichte van de situatie voor verkorten van de main line.

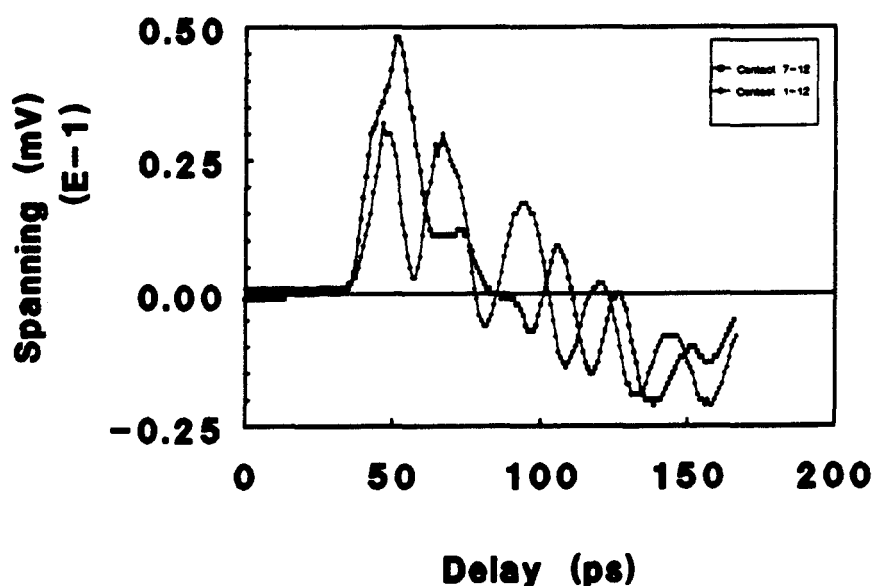


Fig. 4.12. Pulsvorm op een afstand van 1 mm, na verkorten van de main line. Tevens is de vorm aan het begin aangegeven.

5. Electro-optische detectie.

5.1. Inleiding.

In de theorie is gebleken, dat men met een sampling gap niet het werkelijke signaal in de microstrip meet, maar een autocorrelatie van het signaal. Hierdoor wordt de resolutie van de metingen beperkt. Een andere meetmethode maakt gebruik van het electro-optisch effect. Dit is het verschijnsel dat de brekingsindex van een materiaal afhangt van een elektrisch veld in dat materiaal. Het treedt op in anisotrope kristallen. Hiermee worden kristallen bedoeld, waarin de polarisatie ten gevolge van een uitwendig elektrisch veld en het veld zelf niet dezelfde richting hebben. Omdat het electro-optisch effect een responstijd in de orde van enige femtoseconden heeft, is met behulp hiervan in principe een hogere resolutie mogelijk. De techniek die van het electro-optisch effect gebruik maakt noemt men *electro-optische detectie*. Naar deze techniek is literatuuronderzoek verricht. Hiervan wordt in dit hoofdstuk een overzicht gegeven.

In figuur 5.1 is een transversale configuratie voor electro-optische metingen aangegeven. Deze configuratie heet transversaal omdat het licht loodrecht op het elektrische veld invalt. De verandering in de brekingsindices in de x - en de y -richting kan men meten door gekruiste polarisators aan het begin en aan het eind te zetten. De intensiteitsverandering als functie van het elektrische veld die men dan meet, is een maat voor de verandering in de brekingsindices.

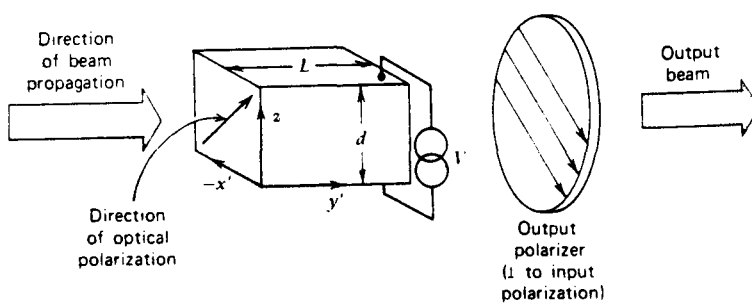


Fig. 5.1. *Transversale configuratie voor electro-optische metingen.*

Men kan het elektrisch veld bepalen uit het faseverschil Γ tussen de twee

componenten van een optische golf ten gevolge van het verschil in brekingsindex [8];

$$\Gamma \equiv \varphi_{z'} - \varphi_{x'} = \frac{\omega l}{c} [(n_e - n_o) - \frac{V}{2d}(n_e^3 r_{33} - n_o^3 r_{13})], \quad (5.1)$$

Waarin l en d de lengte van het electro-optisch kristal in respectievelijk de y - en de z -richting zijn en $V \equiv E_z d$.

Voor verdere theorie over het electro-optisch effect wordt verwezen naar [8], waarin dit uitgebreid wordt beschreven met behulp van de *indexellipsoïde*.

5.2. Literatuur.

In deze paragraaf wordt een aantal publicaties besproken ter illustratie van de praktische toepassingen van electro-optische detectie. De belangrijkste ontwikkelingen op dit gebied komen van J.A. Valdmanis en G. Mourou. In [1] geven ze een overzicht van de ontwikkelingen tot 1984.

In [35] wordt een electro-optisch detectie-systeem beschreven voor het meten van zeer snelle spanningspulsen. Dit systeem heeft een resolutie van minder dan 4 ps en een gevoeligheid van $50 \mu\text{V}$. In figuur 5.2 staat een schema van de gebruikte opstelling.

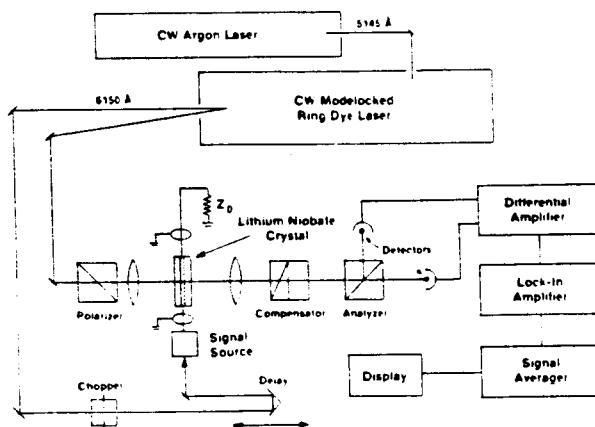


Fig. 5.2. *Electro-optisch detectie-systeem voor metingen op picoseconde-tijdschaal [35].*

Men gebruikt hier een LiNiO_3 -kristal, waarop aan beide kanten electrodes zijn opgedampt (gearceerd in de figuur), resulterend in een microstrip-geometrie.

De microstrip en de coaxkabel zijn verbonden met miniatuur coax naar microstrip *microwave launchers*. Zoals in de vorige paragraaf reeds aangegeven, heeft men ter compensatie van de natuurlijke dubbelbreking een tweede, identiek LiNiO_3 -kristal aangebracht, wat 90 graden geroteerd is ten opzichte van het eerste kristal. Tenslotte wordt geconcludeerd, dat relatief eenvoudig een grote gevoeligheid bereikt kan worden, terwijl de tijdsresolutie niet gelimiteerd wordt door de responstijd van het actieve materiaal, maar eerder door de afmetingen van de laserbundel en de dispersie van de microstrip.

In [36] en [37] wordt het in [35] geschetste concept verder geperfectieerd. De opvallendste verbetering is de toepassing van een LiTaO_3 -kristal in plaats van een LiNiO_3 -kristal. Dit heeft verschillende voordelen:

- LiTaO_3 heeft een veel lagere natuurlijke dubbelbreking (18 keer zo laag).
- De brekingsindex van LiTaO_3 is lager.
- LiTaO_3 heeft een hogere drempel voor optische beschadiging.
- Het electro-optisch effect van LiTaO_3 is iets groter.

De eerste eigenschap maakt het gebruik van een compensator minder kritiek, terwijl de lagere brekingsindex *velocity-matching* van de optische en elektrische golffronten mogelijk maakt, waardoor de resolutie minder dan een picoseconde kan zijn.

In [37] wordt tevens een aantal configuraties beschreven voor het meten van elektrische velden in verschillende toepassingen (figuur 5.3).

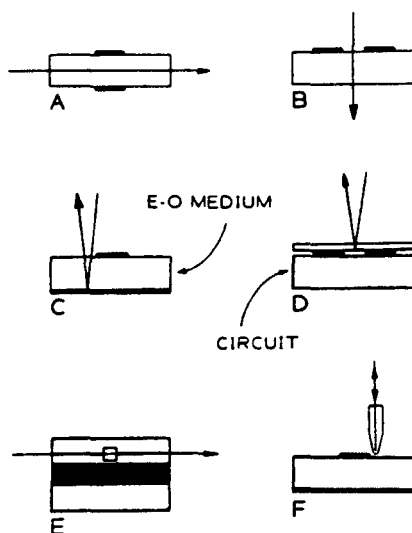


Fig. 5.3. *Enige configuraties van electro-optische modulators, die gebruikt kunnen worden voor electro-optische detectie. (a) Transversale microstrip-configuratie; (b) transversale coplanar configuratie; (c) longitudinale microstrip-modulator; (d) transversale modulator met gescheiden electro-optisch kristal; (e) horizontale modulator zonder elektroden; (f) verticale modulator zonder elektroden.*

Figuur 5.3a is de transversale configuratie zoals hierboven beschreven. In deze configuratie zijn de elektroden aangebracht op het electro-optisch kristal. Ook in figuur 5.3b is dit het geval, maar hier is sprake van een coplanar- in plaats van een microstrip-configuratie van de elektroden. Figuur 5.3c toont een longitudinale geometrie. Men kan deze geometrie gebruiken voor GaAs als men infrarood licht gebruikt [40]. Een nadeel van bovenstaande configuraties is, dat men niet met dezelfde laserbundel zowel een puls kan maken als meten. Om de puls te maken moet men immers een golflengte hebben waarmee elektronen kunnen worden geëxciteerd, terwijl men om te meten juist een golflengte nodig heeft waarvoor het materiaal doorzichtig is. De figuren 5.3d, e en f geven hiervoor een oplossing. Men legt in figuur 5.3d het electro-optisch kristal op het circuit waar men het veld wil meten. In 5.3e en 5.3f is dit principe verbeterd tot een 'probenaald' van bijvoorbeeld LiTaO_3 , waardoor men gemakkelijk in ieder gewenst gebied het veld kan meten. Er is geen contact met het circuit dat men wil onderzoeken, zodat deze methode ideaal is voor het doormeten van snelle transistoren [38], [39].

In [40] is een longitudinale configuratie gebruikt om de spanningsverdeling

van een 2DEG in een GaAs/AlGaAs heterostructuur te meten. Omdat GaAs een electro-optisch effect heeft, kan men de geometrie uit figuur 5.3c gebruiken, zij het dat de onderste electrode zo dun is, dat het licht niet weerkaatst, maar doorgelaten wordt. Het principe is echter hetzelfde. Met deze methode werd een gevoeligheid bereikt van 2 mV, terwijl de resultaten overeenkwamen met spanningscontrast-metingen van een scanning electron microscoop.

Tenslotte wordt nog eens opgemerkt, dat een probleem bij electro-optische detectie is, dat men niet met dezelfde golflengte zowel korte pulsen kan genereren als detecteren. In de volgende paragraaf wordt hier iets uitgebreider op ingegaan.

5.3. Suggesties.

Voor het verkrijgen van een hogere tijdsresolutie is het interessant, om in de toekomst de pulsform electro-optisch te meten in plaats van met een sampling gap. In figuur 5.4 zijn de microstrip- en coplanar-configuratie aangegeven.

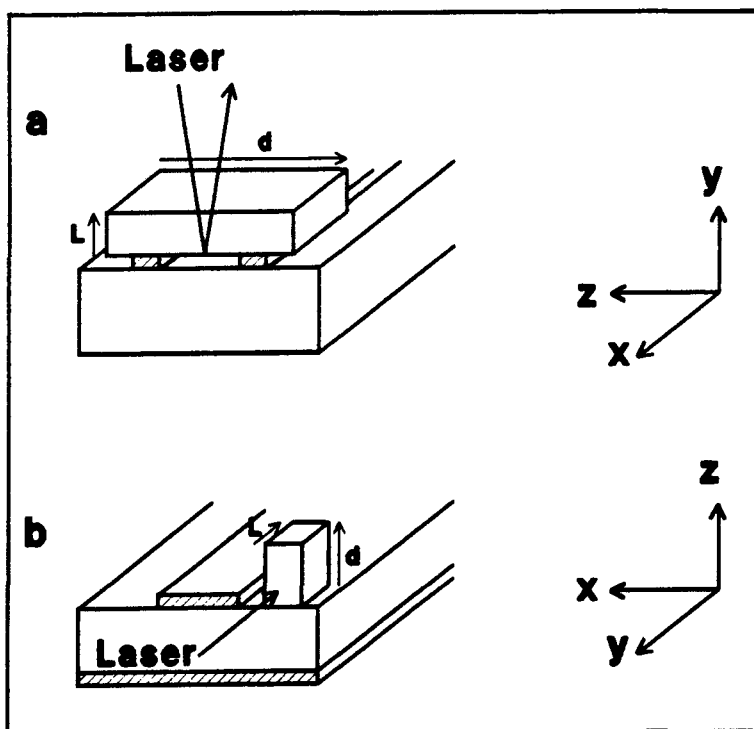


Fig. 5.4. Aanbevolen transversale configuraties voor metingen aan een coplanargeometrie (a) en een microstripgeometrie (b).

Het scheiden van het meetkristal en het GaAs is noodzakelijk, omdat het meetkristal doorzichtig moet zijn voor een golflengte van ongeveer 600 nm. Met de in figuur 5.5b aangegeven richtingen kan men het potentiaalverschil in de z-richting meten. Iets ingewikkelder wordt de situatie in 5.5a. Het veld bevindt zich slechts gedeeltelijk in het LiTaO₃-kristal in de z-richting, zodat het potentiaalverval slechts over een beperkte afstand optreedt. Men moet dus in $5.25 V_m/d$ vervangen door E_z , waardoor men het veld kan meten in plaats van het potentiaalverschil. Merk tenslotte nog op, dat l de lengte in de y-richting is, waarin een elektrisch veld aanwezig is. Bij een puls van 1 ps is l ongeveer 0,1 mm, wat volgt uit de snelheid in het GaAs ($\approx 10^8$ m/s).

6. Conclusies.

In dit hoofdstuk worden nog eens kort de belangrijkste zaken op een rijtje gezet:

- Het is mogelijk om in een microstrip-configuratie met behulp van korte optische pulsen zeer snelle elektrische pulsen te genereren. Het gebruik van ongeïmplanteed semi-insulering GaAs is om twee redenen af te raden: ten eerste is de levensduur van de geleidingselectronen dan te laag, waardoor men brede pulsen krijgt, en ten tweede is het zeer moeilijk om Ohmse contacten te maken. Hierdoor werd aan de gebruikte ongeïmplanteerde preparaten slechts een constante fotospanning gemeten. Een goede oplossing voor beide problemen is ionenimplantatie.
- Gebleken is, dat ook de substraatdikte van invloed is op de pulsbreedte. Het veld bouwt zich op met de lichtsnelheid in het materiaal, zodat het substraat zo dun mogelijk moet zijn. Omdat de gebruikte substraten worden geleverd in een standaarddikte van $400 \mu\text{m}$, is het gebruik van een coplanar-configuratie aan te bevelen. De pulsbreedte wordt dan niet begrensd door de substraatdikte, maar door de levensduur van de geleidingselectronen.
- Een probleem bij de gebruikte preparaten en de daarmee bereikte pulsbreedtes van 15 ps zijn de reflecties. Door de beperkte lengte van de main line en de te brede pulsen, meet men dan dubbele pieken. Wellicht zijn de reflecties door afsluiten met 50Ω weerstanden te verminderen, maar eerder moet gestreefd worden naar een vermindering van de pulsbreedte, waardoor men een losstaande puls kan meten.
- Ter verhoging van de resolutie is electro-optische detectie van de gegenereerde pulsen een interessante optie. Het electro-optisch effect heeft een dermate korte responstijd, dat men dan direct de elektrische puls in de main line moet kunnen meten in plaats van de autocorrelatie.
- Tenslotte wordt nog opgemerkt, dat men met optisch gegenereerde elektrische picoseconde-pulsen tal van interessante fysische verschijnselen kan meten (met name eigenschappen van het 2DEG), waarbij expliciet velocity-overshoot is genoemd.

Literatuurlijst.

- 1 Chi H. Lee (ed.), *Picosecond optoelectronic devices* (Academic Press).
- 2 I. Wolff, *Einführung in die Mikrostrip-Leitungstechnik* (Verlag H. Wolff).
- 3 P.F. Combes et al., *Microwave components, devices and active circuits*, hoofdstuk 1 (John Wiley & Sons).
- 4 B.L. Sharma (ed.), *Metal-Semiconductor Schottky Barrier Junctions and Their Applications*, hoofdstuk 1 (Plenum Press).
- 5 S.M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, hoofdstuk 8 (Wiley-Interscience).
- 6 H. Ryssel, I.Ruge, *Ion implantation* (John Wiley & Sons).
- 7 H.H. Andersen, J.F. Ziegler, *Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements* (Pergamon Press).
- 8 A. Yariv, *Quantum Electronics* (John Wiley & Sons).
- 9 A. Yariv, *Optical waves in crystals* (John Wiley & Sons).
- 10 K. Yokoyama, K. Hess, J. Appl. Phys. **59**, 3798 (1986).
- 11 K. Yokoyama, K. Hess, Phys. Rev. B **33**, 5595 (1986).
- 12 M. Artaki, K. Hess, Phys. Rev. B **37**, 2933 (1988).
- 13 P. Lugli, S. Goodnick, F. Koch, Sup. Latt. & Microstruct. **2**, 335 (1986).
- 14 D.H. Auston, P. Lavallard, N. Sol, D. Kaplan, Appl. Phys. Lett. **36**, 66 (1980).
- 15 P.R. Smith, D.H. Auston, A.M. Johnson, W.M. Augustyniak, Appl. Phys. Lett. **38**, 47 (1981).
- 16 P.R. Smith, D.H. Auston, W.M. Augustyniak, Appl. Phys. Lett. **39**, 739 (1981).
- 17 D.H. Auston, P.R. Smith, Appl. Phys. Lett. **41**, 599 (1982).
- 18 P.M. Downey, D.H. Auston, P.R. Smith, Appl. Phys. Lett. **42**, 215 (1983).
- 19 J. Bokor, P.H. Bucksbaum, D.H. Auston, Appl. Phys. Lett. **42**, 342 (1983).
- 20 P.M. Downey, B. Schwartz, Appl. Phys. Lett. **44**, 207 (1984).
- 21 R.B. Hammond, N.G. Paulter, R.S. Wagner, Appl. Phys. Lett. **45**, 289 (1984).
- 22 Y. Hori, J. Paslaki, M. Yi, A. Yariv, Appl. Phys. Lett. **46**, 749 (1985).
- 23 D.E. Cooper, S.C. Moss, IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 94 (1986).
- 24 N.G. Paulter, IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement **37**, 449 (1988).

- 25 M.B. Ketchen, D. Grischkowsky, T.C. Chen, C.-C. Chi, I.N. Duling, III, N.J. Halas, J.-M. Halbout, J.A. Kash, G.P. Li, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 751 (1986).
- 26 W.J. Gallagher, C.-C. Chi, I.N. Duling, III, D. Grischkowsky, N.J. Halas, M.B. Ketchen, A.W. Kleinsasser, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 350 (1987).
- 27 D. Krökel, D. Grischkowsky, M.B. Ketchen, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1046 (1989).
- 28 D.G. McLean, M.G. Roe, A.I. D'Souza, P.E. Wigen, *Appl. Phys. Lett.* **48**, 992 (1986).
- 29 M.B. Johnson, T.C. McGill, N.G. Paulter, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 2424 (1989).
- 30 R.G. Wilson, D.A. Betts, D.K. Sadana, J.M. Zavada, R.G. Hunsperger, *J. Appl. Phys.* **57**, 5006 (1985).
- 31 E. Anastassakis, J. Tatarikiewicz, *Appl. Phys. Lett.* **50**, 245 (1987).
- 32 J.M. Zavada, H.A. Jenkinson, R.G. Wilson, D.K. Sadana, *J. Appl. Phys.* **57**, 2299 (1985).
- 33 H.B. Harrison, A.L. Martin, *J. Appl. Phys.* **51**, 2935 (1980).
- 34 D.E. Cooper, *Appl. Phys. Lett.* **47**, 33 (1985).
- 35 J.A. Valdmanis, G.A. Mourou, C.W. Gabel, *Appl. Phys. Lett.* **41**, 211 (1982).
- 36 J.A. Valdmanis, G.A. Mourou, C.W. Gabel, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-19**, 664 (1983).
- 37 J.A. Valdmanis, G.A. Mourou, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 69 (1986).
- 38 B.H. Kolner, D.M. Bloom, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-22**, 79 (1986).
- 39 K.J. Weingarten, M.J.W. Rodwell, D.M. Bloom, *IEEE J. Quantum Electron.* **QE-24**, 198 (1988).
- 40 P. Hendriks, F.J.M. Schnitzeler, J.E.M. Haverkort, J.H. Wolter, K. de Kort, G. Weimann, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 1763 (1989).
- 41 W. de Lange, *Optically generated subpicosecond electrical pulses*, afstudeerverslag Rijksuniversiteit Groningen (1989).

Appendix A.

Zoals in § 2.6 reeds vermeld, kan men het gedrag van de gap onder invloed van het laserlicht beschrijven met een parallelschakeling van een tijdsvariabele weerstand $1/G(t)$ en een condensator C_g . In figuur A1 is deze schakeling nogmaals weergegeven. Hierin zijn de karakteristieke impedanties Z_m als weerstanden voorgesteld.

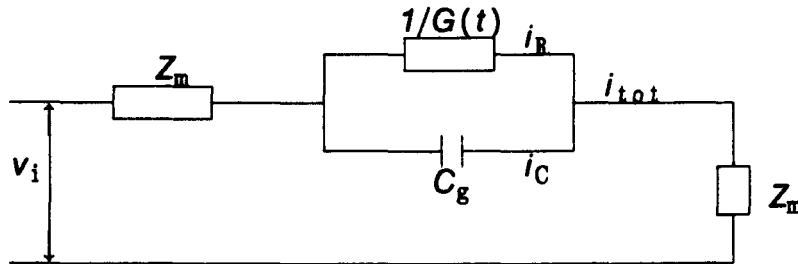


Fig. A1. Vervangingschema voor een fotogeleidende gap in een microstripconfiguratie met karakteristieke impedantie Z_m .

Het is de bedoeling om een uitdrukking te vinden voor de lading $q(t)$ in de condensator. De spanning V_C over de condensator wordt gegeven door

$$V_C = v_i - 2i_{tot}Z_m = \frac{q}{C_g}. \quad (A1)$$

Met

$$i_C = \frac{dq}{dt} \quad (A2)$$

en

$$i_R = \frac{V_R}{R} = V_C G \quad (A3)$$

volgt dan

$$\frac{dq(t)}{dt} + \frac{1}{2Z_m C_g} (1 + 2Z_m G(t)) q(t) = \frac{v_i}{2Z_m}. \quad (\text{A4})$$

Dit is precies formule 2.18 in § 2.6. Nu moet nog de reflectiecoëfficiënt R voor bovenstaande schakeling worden gevonden. Er treedt reflectie op als de impedantie van de parallelschakeling van condensator C_g en weerstand $1/G(t)$ ongelijk is aan de karakteristieke impedantie Z_m van de microstrip. Voor harmonische tijdafhankelijkheid van v_i kan men schrijven

$$R = \left| \frac{Z - Z_m}{Z + Z_m} \right|. \quad (\text{A5})$$

Voor $Z = Z_m$ treden er dus geen reflecties op, terwijl voor $Z = 0$ en $Z \rightarrow \infty$ alles gereflecteerd wordt. Invullen van

$$Z = 2Z_m + \frac{Z_R Z_C}{Z_R + Z_C} \quad (\text{A6})$$

geeft na enig rekenwerk

$$R = \frac{Z_R}{Z_R + 2Z_m(1 + Z_m/Z_C)}, \quad (\text{A7})$$

waarin Z_R en Z_C de impedantie van respectievelijk weerstand $1/G(t)$ en condensator C_g voorstellen. Voor Z_C kan men schrijven

$$Z_C = \left[\frac{q(t)}{C_g} \right] / \left[\frac{dq(t)}{dt} \right], \quad (\text{A8})$$

met $dq(t)/dt$ gegeven door A4. Invullen van A8 en A4 in A7 geeft tenslotte na enig rekenwerk

$$R = \frac{q(t)}{2C_g v_i(t)}. \quad (\text{A9})$$

Hieruit volgen eenvoudig de volgende uitdrukkingen voor het gereflecteerde en het doorgelaten signaal,

$$v_r(t) = Rv_i(t) = \frac{q(t)}{2C_g} \quad (\text{A10})$$

en

$$v_t(t) = v_i(t) - v_r(t) = v_i(t) - \frac{q(t)}{2C_g}. \quad (\text{A11})$$

Dit zijn de uitdrukkingen 2.19 en 2.20 in § 2.6. Vergelijking A10 is te begrijpen wanneer men bedenkt, dat het schema in figuur A1 symmetrisch is. De ten gevolge van $v_i(t)$ opgebouwde spanning $v_C(t)$ over de condensator zal zich dus verdelen in twee gelijke delen met grootte $\frac{1}{2}v_C(t) = q(t)/2C_g$.