

MASTER

Magneto-transport in een ring- en cirkelvormig 2 dimensionaal electronengas op vloeibaar helium

van den Berg, Stefan

Award date:
1993

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Take down policy

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

**MAGNETO-TRANSPORT IN
EEN RING- EN CIRKELVORMIG
2 DIMENSIONAAL ELECTRONENGAS
OP VLOEIBAAR HELIUM.**

Stefan van den Berg

Oktober 93

Verslag van een afstudeeronderzoek in de groep Lage Temperaturen van de vakgroep Vaste Stof aan de Technische Universiteit Eindhoven.

Begeleiding: Ir. P.J.M. Peters en Dr. R.W. van der Heijden

SAMENVATTING

Electronen op een vloeibaar ${}^4\text{He}$ oppervlak vormen een 2 dimensionaal electro-nengas (2DEG). In dit afstudeerwerk is onderzoek verricht naar het elektrische transport in een loodrecht magneetveld. In voldoende hoge magneetvelden planten zich gedempte spanningsgolven langs de rand van de electronenlaag voort, de zogenaamde randgolven.

Het is van belang dat in de experimenteelcel het magnetische en elektrische veld zo homogeen mogelijk is. Helium is diamagnetisch, daarom wordt in een inhomogeen magneetveld het heliumoppervlak gedefformeerd. Om de homogeniteit van het magneetveld te verbeteren is een nieuwe magneet gemonteerd. Tevens is de effectieve straal van het heliumoppervlak in de experimenteer-ruimte verkleind. Verder is het gedeelte van de opstelling binnen de experimen-teerruimte opnieuw ontworpen en gebouwd om het elektrisch veld in de experimenteelcel zo homogeen mogelijk te maken. Daarom is de gloeidraad, die gebruikt wordt om via thermische emissie electronen in de experimenteelcel te brengen, verder van de electronenlaag geplaatst. Ook is een nieuwe electro-dengeometrie in gebruik genomen die beter geschikt is om onderzoek aan de randgolven te doen.

Met de verbeterde opstelling is onderzoek gedaan naar de temperatuurafhanke-lijkheid van de dispersierelatie van de randgolven en deze metingen zijn vergeleken met berekeningen met het eenvoudige perimetermodel. Uit metin-gen voor drie verschillende temperaturen (2,0 K, 1,6 K en 1,4 K) blijkt een temperatuurafhankelijkheid van de dispersierelatie. Maar onzekerheden over de gebruikte electronendichtheden bij de verschillende temperaturen maken het nog onmogelijk een definitieve uitspraak te doen omtrent de precieze vorm van de dispersierelatie.

Verder is onderzoek gedaan aan een ringvormige electronenplas, waarbij zich dus een gat in de electronenlaag bevindt, een zogenaamde antidot. Er is aange-toond dat zich langs de binnenrand van de electronenring ook een randgolf voortplant, in richting tegengesteld aan de randgolf die zich langs de buiten-rand voortplant. Deze antidot golf is in de literatuur voorspeld voor zeer hoge frequenties ($f \approx 1\text{GHz}$) en lage magneetvelden, maar is nu voor hoge magneetvel-den ook gevonden voor audiofrequenties ($f < 30\text{kHz}$).

INHOUD

HOOFDSTUK 1	
Inleiding	1
HOOFDSTUK 2	
Theorie	
2.1 Inleiding	2
2.2 Elektrisch transport in het 2DEG	3
2.2.1 Zonder magneetveld	
2.2.2 Met magneetveld	
2.3 Respons van het 2DEG op excitaties	6
2.3.1 Berekening statische profielen	
2.3.2 Dynamisch gedrag	
2.4 Het perimetermodel	13
2.5 De antidot geometrie	15
HOOFDSTUK 3	
Experimentele opzet	
3.1 De opstelling	18
3.1.1 De cryostaat	
3.1.2 De experimenteelcel	
3.1.3 De magneet	
3.1.4 De insert	
3.2 Experimentele technieken	24
3.2.1 Meting aan het 2DEG	
3.2.2 Bepaling van de electronendichtheid	
3.2.3 Meting van de heliumhoogte	
3.2.4 Invloed van magnetisch veld op de heliumhoogte	
HOOFDSTUK 4	
Verbetering opstelling	
4.1 Beperking van de hoogteverandering	30
4.2 Nieuwe stroom-spanningsomzetter	33
4.3 Symmetrie van het 2DEG	34
HOOFDSTUK 5	
De dispersierelatie	
5.1 Experimentele resultaten	36
5.2 Resultaten perimetermodel	43
5.3 Vergelijking resultaten	47
5.4 Conclusies en Discussie	48

HOOFDSTUK 6

Antidots

6.1	Resultaten	51
6.2	Conclusies en suggesties	62

LITERATUURLIJST	64
-----------------	----

HOOFDSTUK 1

INLEIDING

Electronen boven een vloeibaar heliumoppervlak bevinden zich voor de beweging loodrecht op het oppervlak in een potentiaalput, ze bevinden zich voor beweging in deze richting dus in een gebonden toestand. De beweging evenwijdig aan het oppervlak is wèl vrij: de electronen vormen een 2 dimensionaal electronengas (2DEG).

De electronendichtheid van het 2DEG op vloeibaar helium kan niet groter worden dan ongeveer 1.10^{13} m^{-2} . Vanwege deze relatief lage dichtheden is het electronengas een klassiek, niet-gedegeneerd 2D-systeem. Dit in tegenstelling tot het 2DEG in halfgeleider-structuren, waar veel hogere dichtheden voorkomen ($>5.10^{14} \text{ m}^{-2}$). Bovendien worden in het 2DEG op vloeibaar helium de electronen niet verstrooid aan onzuiverheden zoals in een halfgeleider. Deze eigenschappen maken het 2DEG op vloeibaar helium een vrijwel ideaal systeem om electrisch transport in 2 dimensies te bestuderen.

Het onderzoek aan 2DEG's in de groep Lage Temperaturen concentreert zich voornamelijk op electrisch transport in magneetvelden loodrecht op het 2DEG. Het onderzoek is gesplitst in twee temperatuur gebieden: in de mengkoeler wordt gekeken naar lage temperatuur ($0,1 \text{ K} < T < 1,2 \text{ K}$) en hoge mobiliteit, in de 4K opstelling, waar dit afstudeerwerk is verricht, wordt onderzoek gedaan bij hoge temperatuur ($1,4 \text{ K} < T < 2,0 \text{ K}$) en lage mobiliteit. De mobiliteit is sterk temperatuurafhankelijk en varieert van $2 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ voor $T=2,0 \text{ K}$ tot groter dan $10^3 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ voor $T < 0,8 \text{ K}$.

Omdat het niet mogelijk is electrische contacten aan het 2DEG te bevestigen wordt gebruik gemaakt van AC technieken om de electrische transport eigenschappen te meten. Hierbij worden parallel aan het heliumoppervlak elektroden geplaatst die capacitief koppelen met het 2DEG. Een van de elektroden kan met een kleine AC spanning worden geëxciteerd. Hierdoor treedt een verstoring in de dichtheid van het 2DEG op. Op een andere elektrode kan de geïnduceerde stroom gemeten worden. In hoge magneetvelden gaat een dichtheidsverstoring zich langs de rand van de electronenplas voortplanten en vormt een zogenaamde randgolf.

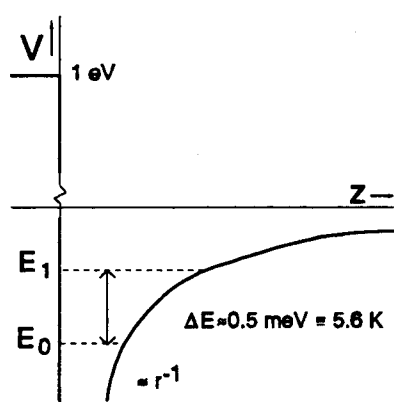
In hoofdstuk 2 wordt ingegaan op de theorie van het 2DEG en de randgolven, waarna in hoofdstuk 3 de experimentele opzet wordt beschreven. Hierbij wordt speciaal aandacht besteed aan het gedeelte van de opstelling binnen de experimenteerruimte, dat nieuw ontworpen is. Hoofdstuk 4 geeft de resultaten van de verbeteringen aan de opstelling. In hoofdstuk 5 wordt de temperatuurafhankelijkheid van de dispersierelatie van randgolven onderzocht en in het laatste hoofdstuk wordt onderzocht of zich langs een gat in de electronendichtheid ('antidot') ook een randgolf voortplant.

HOOFDSTUK 2

THEORIE

Na een algemene inleiding over het 2DEG wordt in § 2.2 ingegaan op het elektrisch transport in het 2DEG, zowel met als zonder magneetveld. § 2.3 beschrijft hoe voor de respons van het 2DEG op excitaties het probleem wordt opgesplitst in een statisch en een dynamische deelprobleem. Hierin wordt ook de dispersierelatie van de randgolven gegeven. § 2.4 beschrijft het 1 dimensionale perimetermodel van Lea dat gebruikt wordt om de fase en amplitude van een randgolf te berekenen op een willekeurige elektrode. In § 2.5 tenslotte wordt kort ingegaan op randgolven die zich langs een zogenaamde antidot voortplanten.

2.1 Inleiding



Figuur 2.1: Potentiaal als functie van de afstand z tot het heliumoppervlak.

Electronen op een vloeibaar heliumoppervlak vormen een 2-dimensionaal electronengas (2DEG). Dit is als volgt in te zien: De electronen polariseren de ^4He atomen aan het oppervlak van de vloeistof. Hierdoor wordt het oppervlak positief geladen en wordt er een aantrekkende kracht op de electronen uitgeoefend. De electronen ondergaan echter ook een repulsieve kracht, die het gevolg is van het Pauli-uitsluitings principe. Deze repulsieve kracht zorgt voor een potentiaalbarrière van ongeveer 1 eV voor de electronen om in het helium door te dringen. Het potentiaalverloop en de op te lossen Schrödingervergelijking komen overeen met die voor een electron in een waterstofatoom met een gereduceerde kernlading $Q=(1/144)e$, met e de elementaire lading. De electronen bevinden zich in een potentiaalput zoals is weergegeven in figuur 2.1. Voor de beweging loodrecht op het vloeistofoppervlak bevinden ze zich in een gebonden toestand, terwijl de beweging evenwijdig aan het oppervlak vrij is [1].

Het energieverval tussen de grondtoestand en de eerste aangeslagen toestand bedraagt ongeveer 0,5 meV ($\approx 5,6$ K). Bij een temperatuur van 2 K (de hoogste temperatuur die gebruikt wordt in deze opstelling) bevindt nog ongeveer 6% van de electronen zich in de eerste aangeslagen toestand. Door een extern elektrisch veld in de z -richting aan te leggen wordt het energieverval tussen het grondniveau en de eerste aangeslagen toestand vergroot en worden bijna alle electronen in de grondtoestand 'gedrukt'. Bovendien wordt voorkomen dat er electronen uit de potentiaalput 'verdampen'.

Het energieverval tussen de grondtoestand en de eerste aangeslagen toestand bedraagt ongeveer 0,5 meV ($\approx 5,6$ K). Bij een temperatuur van 2 K (de hoogste temperatuur die gebruikt wordt in deze opstelling) bevindt nog ongeveer 6% van de electronen zich in de eerste aangeslagen toestand. Door een extern elektrisch veld in de z -richting aan te leggen wordt het energieverval tussen het grondniveau en de eerste aangeslagen toestand vergroot en worden bijna alle electronen in de grondtoestand 'gedrukt'. Bovendien wordt voorkomen dat er electronen uit de potentiaalput 'verdampen'.

De electronendichtheid van het 2DEG op vloeibaar helium kan niet groter worden dan ongeveer 1.10^{13} m^{-2} , omdat voor grotere dichtheden het Heliumoppervlak hydrodynamisch instabiel wordt. De electronen kunnen dan door het

heliumoppervlak heen in de vloeistof doordringen. Dit heeft tot gevolg dat zelfs voor de maximale dichtheid de Fermi energie ($\epsilon_F/k \approx 10$ mK) veel kleiner is dan de thermische energie kT van de electronen. Hierdoor vervalt het onderscheid tussen de Maxwell-Boltzmann snelheidsverdeling en de Fermi-Dirac verdeling. Het electronengas is dus te beschrijven als een klassiek, niet gedegeneerd systeem.

2.2 Electrisc transport in het 2 DEG

2.2.1 Zonder magneetveld

Het electrisc transport wordt bepaald door drie verstrooiingsmechanismen: electron-electron, electron-heliumdamp en electron-ripploon verstrooiing. Een ripplon is een gequantiseerde golf op het heliumoppervlak, vergelijkbaar met fononen voor roostertrillingen in de vaste stof. Berekeningen van Saitoh [2] tonen aan dat de electron-electron verstrooiing onbelangrijk is voor temperaturen boven 1,0 K. De totale botsingsrelaxatietijd wordt dan gegeven door:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_r} + \frac{1}{\tau_g} \quad (2.1)$$

Met τ_r en τ_g respectievelijk de electron-ripploon en de electron-gas relaxatietijd. Zonder magneetveld geldt voor de geleidingscoëfficiënt σ_0 en de weerstandscoefficient ρ_0 :

$$\sigma_0 = \frac{1}{\rho_0} = n_0 e \mu \quad (2.2)$$

met n_0 de electronendichtheid (m^{-2}), e de elementaire lading (C) en μ de mobiliteit ($m^2 V^{-1} s^{-1}$), gegeven door:

$$\mu = \frac{e\tau}{m^*} \quad (2.3)$$

met m^* de effectieve electronmassa, die vrijwel gelijk is aan de vrije-electron massa.

2.2.2 Met magneetveld

In een magneetveld wordt de geleidingscoëfficiënt een tensor. De oppervlakte-stroomdichtheid \vec{J} wordt gegeven door de wet van Ohm:

$$\vec{J} = \vec{\sigma} \vec{E} = \begin{pmatrix} \sigma_{xx} & \sigma_{yx} \\ \sigma_{xy} & \sigma_{yy} \end{pmatrix} \vec{E} \quad (2.4)$$

Met \vec{E} het elektrische veld, voor de componenten van $\vec{\sigma}$ geldt: $\sigma_{xx} = \sigma_{yy}$ en $\sigma_{xy} = -\sigma_{yx}$. Voor de componenten van de weerstandstensor gelden de volgende relaties:

$$\rho_{xx} = \rho_{yy} = \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.5)$$

$$\rho_{xy} = -\rho_{yx} = \frac{\sigma_{yx}}{\sigma_{xx}^2 + \sigma_{xy}^2} \quad (2.6)$$

In een magnetisch veld loodrecht op het heliumoppervlak werkt op de elektronen een Lorentz kracht. Onder invloed hiervan gaan de elektronen circelvormige banen beschrijven, met een cyclotronfrequentie $\omega_c = eB/m$. De energie van deze circelbeweging is gequantiseerd en de energieniveaus, de zgn. Landau-niveaus, worden gegeven door $E_n = (n + 1/2) \hbar \omega_c$ met $n = (0, 1, 2, \dots)$. De Landau-niveaus worden door botsingen verbreed.

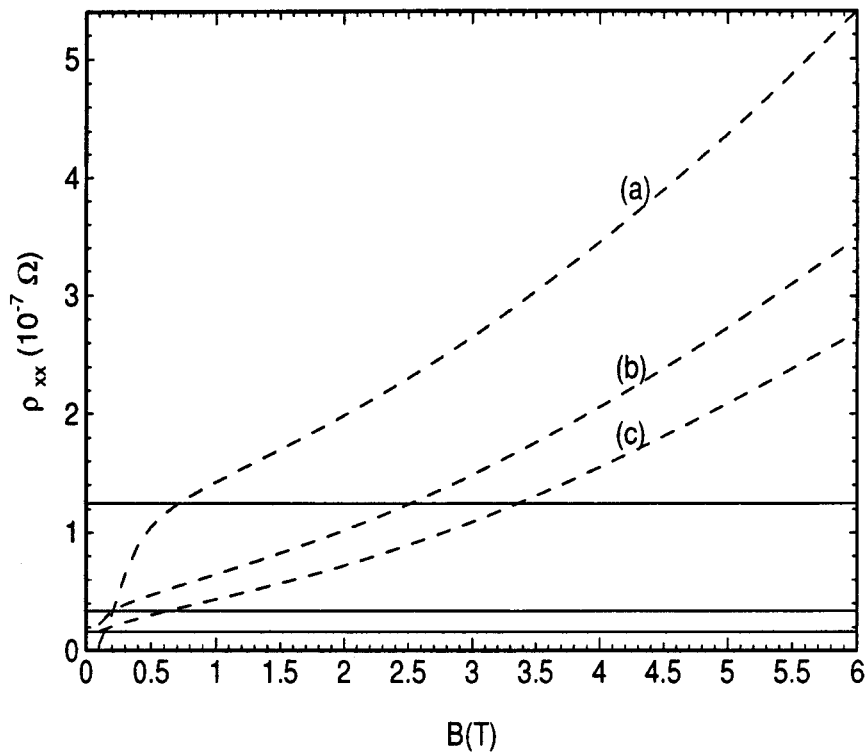
Het elektrische transport in een magnetisch veld is nu in twee regimes te scheiden, $\omega_c \tau \ll 1$ en $\omega_c \tau \gg 1$. De conditie $\omega_c \tau \gg 1$ wil zeggen dat de elektronen in staat zijn minstens een circelbaan te beschrijven voordat ze botsen. De Landau-niveaus zijn in deze situatie afzonderlijk waarneembaar.

Voor $\omega_c \tau \ll 1$ overlappen de Landau-niveaus elkaar, zodat de quantisatie niet zichtbaar is. Het elektrische transport kan dan beschreven worden met behulp van het klassieke Drude-model:

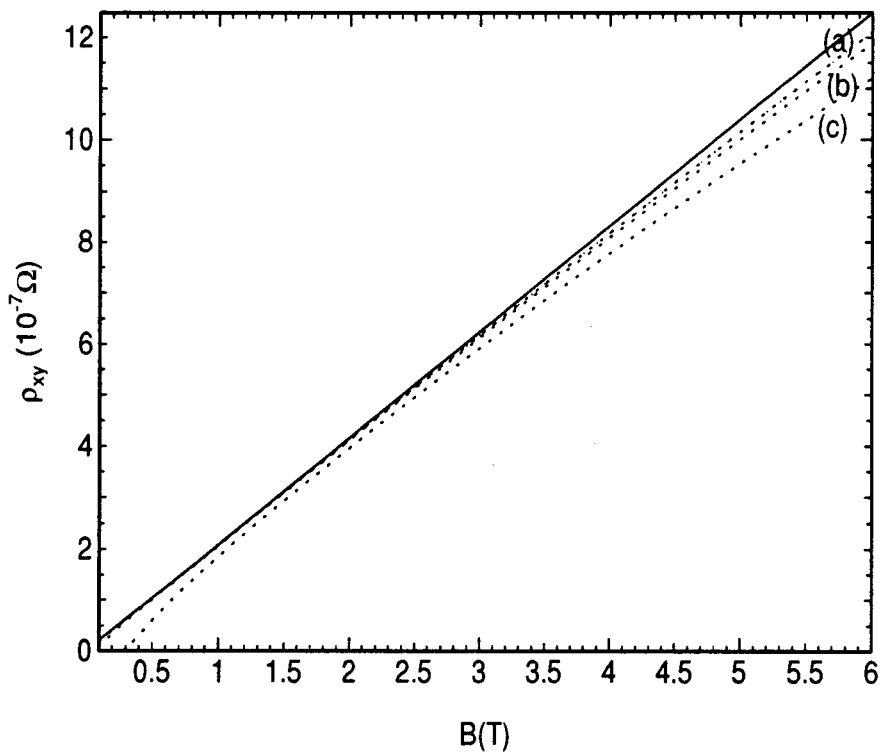
$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\sigma_0}{1 + (\omega_c \tau)^2} ; & \sigma_{yx} &= \omega_c \tau \sigma_{xx} \\ \rho_{xx} &= \rho_0 ; & \rho_{xy} &= \frac{B}{ne} \end{aligned} \quad (2.7)$$

Voor $\omega_c \tau \gg 1$ zijn twee situaties te onderscheiden. Het energieverval tussen de Landau-niveaus is $\hbar \omega_c$. Voor $\hbar \omega_c \ll kT$ zijn veel Landau-niveaus bezet, en kan verstrooiing of binnen een Landau-niveau plaatsvinden (intra-Landau-verstrooiing), of tussen verschillende niveaus (inter-Landau-verstrooiing). In deze situatie kan het transport nog klassiek beschreven worden.

Voor $\hbar \omega_c \gg kT$ is alleen het laagste niveau bezet en wordt het elektrische transport volledig bepaald door intra-Landau-verstrooiing. In [3] worden onder de aanname van een semi-elliptisch Landau-niveau formules afgeleid voor σ_{xx} en σ_{xy} :



Figuur 2.2: ρ_{xx} als functie van B (quantummechanisch) voor $n=3 \cdot 10^{11} \text{m}^{-2}$ en drie temperaturen: (a) $T=2,00\text{K}$; (b) $T=1,58\text{K}$; (c) $T=1,41\text{K}$. De getrokken krommen geven de waarden volgens het Drude model.



Figuur 2.3: ρ_{xy} als functie van B (quantummechanisch), voor drie temperaturen: (a) $T=2,00\text{K}$; (b) $T=1,58\text{K}$; (c) $T=1,41\text{K}$. De getrokken lijn geeft $\rho_{xy}=B/ne$, volgend uit het Drudemodel.

$$\sigma_{xx}(B) = \frac{2 \cotanh(\hbar\omega_c/2kT)}{\pi I_1(\Gamma/kT)} \left[\cosh\left(\frac{\Gamma}{kT}\right) - \frac{kT}{\Gamma} \sinh\left(\frac{\Gamma}{kT}\right) \right] \frac{n_0 e}{B} \quad (2.8)$$

$$\sigma_{xy} = -\frac{ne}{B} + \Delta\sigma_{xy} \quad (2.9)$$

met

$$\Delta\sigma_{xy}(B) = \frac{n_0 e}{B} \frac{3}{2} \frac{\Gamma}{\hbar\omega_c} \cotanh(\hbar\omega_c/2kT) \frac{I_2(\Gamma/kT)}{I_1(\Gamma/kT)} \quad (2.10)$$

Hierin is I_n de gemodificeerde Besselfunctie van de n^e orde, en $\Gamma = [(2/\pi)\hbar\omega_c\hbar/\tau]^{1/2}$ de breedte van het Landau-niveau.

Dit model geeft de volgende afwijkingen van het Drude-model. In de eerste plaats neemt ρ_{xx} toe met B (ρ_{xx} is constant in het Drude-model), zie figuur 2.2. Voor ρ_{xy} volgen voor grote magneetvelden kleinere waarden dan volgens het Drude-model, zie figuur 2.3. Voor velden tot 6 tesla zijn dit voor ρ_{xy} slechts kleine correcties ten opzichte van het klassieke model.

Verder blijkt uit deze figuren dat, vooral voor de hoge temperaturen, het quantummechanische model voor zeer lage magneetvelden B ($B \leq 0,5$ T) grote afwijkingen kan geven ten opzichte van het klassieke model. Voor deze lage magneetvelden mogen de quantummechanische vergelijkingen niet gebruikt worden.

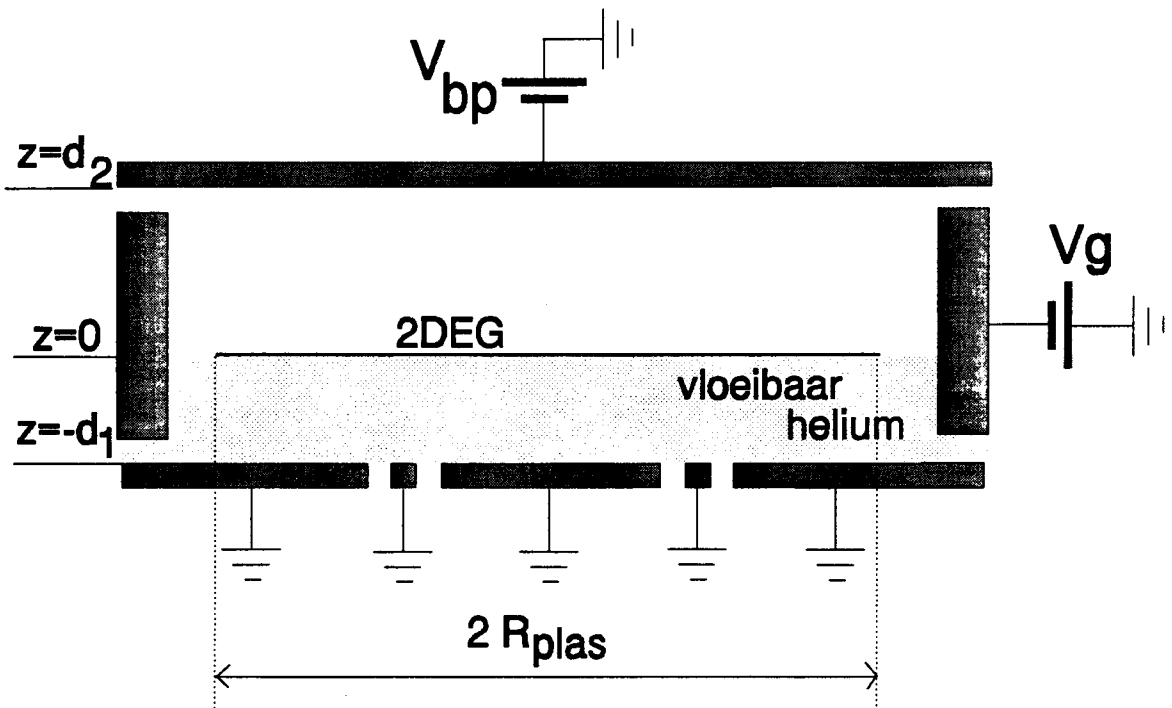
2.3 Respons van het 2DEG op excitaties

Omdat het niet mogelijk is elektrische contacten aan het 2DEG te bevestigen wordt in de experimentele situatie gebruik gemaakt van AC-technieken. Op een afstand d_1 onder het heliumoppervlak bevindt zich een elektrodenverdeling en de electronen worden door een cilindervormige guardring ingesloten. (Voor een uitgebreide beschrijving van de experimentele situatie zie hoofdstuk 3.)

Indien één van de elektroden met een AC spanning geëxciteerd wordt wordt de statische electronendichtheid $n_0(x,y)$ verstoord. Bij de beschrijving van de respons van het 2DEG op deze excitaties wordt de totale dichtheid $n(x,y,t)$ geschreven als een superpositie van de statische dichtheid en de verstoring $\tilde{n}(x,y,t)$:

$$n(x,y,t) = n_0(x,y) + \tilde{n}(x,y,t) \quad (2.11)$$

Indien de verstoring klein is ten opzichte van de statische dichtheid (dus $\tilde{n}(x,y,t) \ll n_0(x,y)$) kunnen de dynamische en statische dichtheden afzonderlijk van elkaar berekend worden. In § 2.3.1 wordt ingegaan op de berekening van de statische electronendichtheid en in § 2.3.2 op de dynamische electronendichtheid.



Figuur 2.4: Situatie voor de berekening van de statische electronendichtheid.

2.3.1 Berekening statische profielen

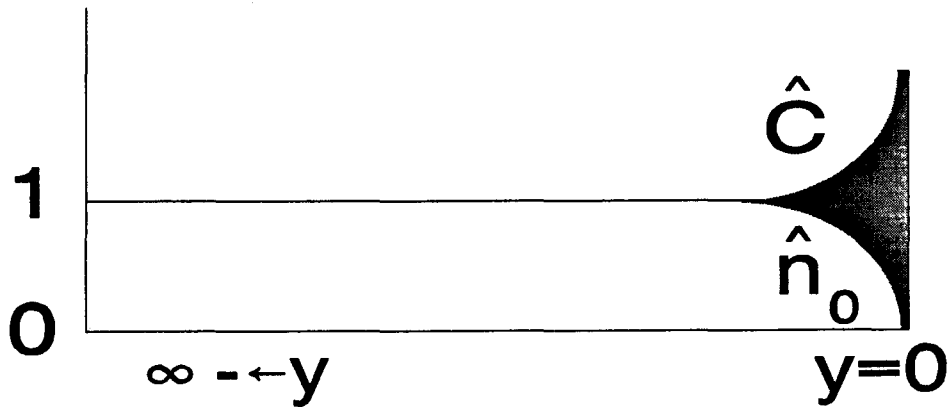
De situatie voor de berekening van de statische electronendichtheid $n_0(x,y)$ is weergegeven in figuur 2.4. De afstand tussen de onder- en bovenplaat is $h=3,00$ mm. De onderplaat bestaat uit verschillende elektroden (zie § 3.1.2 voor een gedetailleerde beschrijving). De electronen bevinden zich op het heliumoppervlak dat zich op een hoogte d_1 bevindt. De electronen worden ingesloten door een cilindervormige guardring met straal $R_g=7,5$ mm. De (negatieve) DC potentialen van de guardring en de bovenplaat zijn gelijk aan respectievelijk V_g en V_{bp} . De gehele onderplaat is geaard.

Om de statische electronendichtheitsverdeling te berekenen moet de potentiaalverdeling $V(x,y,z)$ voor de hele cel bekend zijn. Hiervoor is het nodig de Laplace-vergelijking op te lossen voor $z \neq 0$:

$$\nabla_3^2 V(x,y,z) = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial z^2} = 0 \quad (2.12)$$

met ∇_3^2 de Laplace operator in drie dimensies. De randvoorwaarden worden gegeven door de potentialen op de guardring, de boven- en onderplaat en de potentiaal van de electronenlaag V_e . Deze vergelijking wordt met behulp van een numeriek programma opgelost met behulp van de finite-element methode [4].

Het berekende dichtheidsprofiel is in twee gebieden te splitsen. In het centrum, waar de invloed van de guard niet merkbaar is, is de electronendichtheid



Figuur 2.5: Genormeerd dichtheids- en capaciteitsprofiel.

homogeen. Aan de rand van de plas is de dichtheid niet constant maar gaat over een eindige afstand naar nul. In het homogene deel kan de dichtheid ook analytisch bepaald worden met de wet van Gauss. De verzadigde electronendichtheid, gedefinieerd als die dichtheid waarbij $V_e = V_{bp}$ (dus de elektrische veldsterkte boven de electronenlaag is nul) is dan gelijk aan:

$$n_{0,h}^{(v)} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r V_{bp}}{ed_1} \quad (2.13)$$

In [5] wordt afgeleid dat de capaciteit per oppervlakte eenheid $C(x,y)$ tussen de electronenlaag en de boven- en onderplaat is te berekenen uit:

$$C(x,y) = -e \frac{\partial n_0(x,y)}{\partial V_e} \quad (2.14)$$

$C(x,y)$ is dus gelijk aan de verandering van de electrostatische electronendichtheid n_0 ten gevolge van een verandering van de statische electronenpotentiaal V_e . Voor het gebied met een homogene electronendichtheid $n_{0,h}$ volgt dan:

$$C_h = \epsilon_0 \left(\frac{\epsilon_r}{d_1} + \frac{1}{d_2} \right) \quad (2.15)$$

Hierin is d_2 de afstand van het 2DEG tot de bovenplaat, ϵ_0 is de permeabiliteit van vacuum, ϵ_r is de relatieve permeabiliteit van vloeibaar helium ($\epsilon_r = 1,0572$). In figuur 2.5 zijn de genormeerd dichtheids- en capaciteitsprofielen uitgezet, berekend met de vergelijkingen (2.12) en (2.14). De dichtheid- en capaciteit zijn genormeerd op de dichtheid en capaciteit in het homogene deel van de electronenlaag. $\hat{C}(x,y)$ en $\hat{n}_0(x,y)$ zijn de op $n_{0,h}$ en C_h genormeerde dichtheid en capaci-

teit. Uit de berekeningen volgt dus dat de dichtheid aan de rand van de plas over een eindige afstand afvalt naar nul, terwijl de capaciteit toeneemt.

2.3.2 Dynamisch gedrag

Voor de berekening van het dynamische gedrag is de situatie schematisch weergegeven in figuur 2.6. Een van de elektroden in de onderplaat, de excitatie elektrode, wordt geëxciteerd met een wisselspanning $V_{ex}(t) = V_{ex} e^{j\omega t}$. Op een van de andere elektroden, de meetelektrode, wordt de geïnduceerde stroom gemeten. De guardring, bovenplaat en alle andere elektroden liggen aan AC-aarde.

Het dynamische gedrag wordt beschreven aan de hand van drie basisvergelijkingen. De eerste is de gelineariseerde wet van behoud van lading. (Deze kan gelineariseerd worden indien $\bar{n} \ll n_0$, hetgeen te realiseren is indien $V_{ex} \ll V_{bp}$):

$$-e \frac{\partial \bar{n}}{\partial t} + \nabla_2 \bar{J} = 0 \quad (2.16)$$

Hierin is ∇_2 de nabla-operator (divergentie) in twee dimensies en \bar{J} de oppervlaktestroomdichtheid. $\bar{J} = -en_0 \bar{v}$ met \bar{v} de driftsnelheid van de electronen. De tweede basisvergelijking is de ggeneraliseerde wet van Ohm:

$$\bar{J} = -\bar{\sigma} E = -\bar{\sigma} \cdot \nabla_2 V \quad (2.17)$$

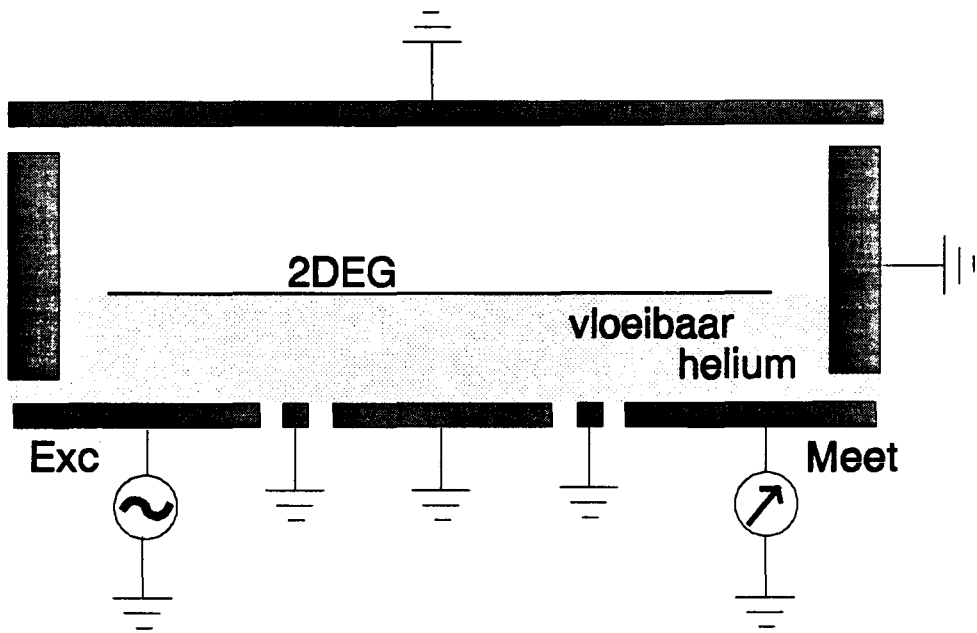
De laatste vergelijking is de Poissonvergelijking, deze legt een verband tussen de potentiaal V en de aanwezige lading:

$$\nabla_3 (\epsilon_0 \epsilon_r(z) \nabla_3 V) = \bar{n}(x,y,t) \delta(z) \quad (2.18)$$

Hierin is ∇_3 de nabla operator in drie dimensies. Deze vergelijking is in tegenstelling tot vgl. (2.16) en (2.17) gedefinieerd voor de hele cel, en niet alleen in de electronenlaag. De oplossing van vergelijking (2.18) wordt vereenvoudigd indien wordt aangenomen dat de potentiaal in een punt alleen wordt beïnvloed door de electronendichtheid in dat punt, en niet door de totale ladingsverdeling in de cel. Dit is de zogenaamde lokale benadering van de Poissonvergelijking. In deze lokale benadering is de Poissonvergelijking te schrijven als [6]:

$$e\bar{n}(x,y) = C(x,y) [\gamma V' - V(x,y)] \quad (2.19)$$

Waarin de dimensieloze parameter γ en de potentiaal V' worden gegeven door:



Figuur 2.6: Situatie voor de berekening van de dynamische verstoring in de electronendichtheid.

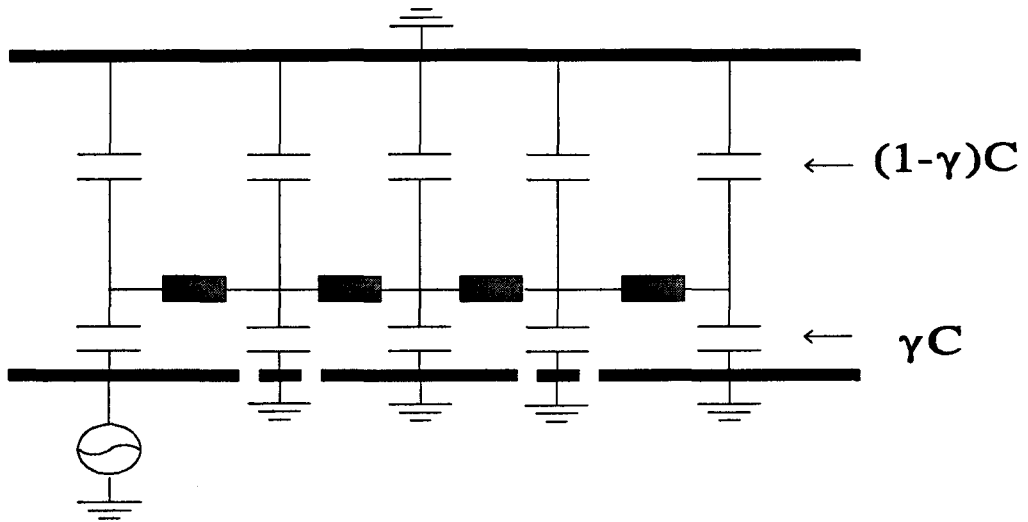
$$\gamma = \left[1 + \frac{d_1}{\epsilon_r d_2} \right]^{-1} \quad \text{en} \quad V' = \begin{cases} V_{ex} & ; (x,y) \in S_{ex} \\ 0 & ; (x,y) \notin S_{ex} \end{cases} \quad (2.20)$$

S_{ex} is het gedeelte van de electronenlaag dat boven de excitatie-electrode ligt. $C(x,y)$ is de capaciteit per oppervlakte-eenheid ($F \cdot m^{-2}$) tussen de electronenlaag en de boven- en onderelectrode.

Volgens Vgl. (2.19) heeft het 2DEG een gedistribueerde capaciteit per oppervlakte-eenheid ter grootte van $\gamma \cdot C(x,y)$ naar de onderelectrode en van $(1-\gamma) \cdot C(x,y)$ naar de bovinelectrode, zie ook figuur 2.7.

De locale benadering mag toegepast worden als $|q|d \ll 1$, met $q=2\pi/\lambda$ de golfvector van de excitaties en d de minimum afstand tot een van de electroden, dit is dus meestal de heliumhoogte. De lokale benadering mag dus toegepast worden als de golflengte groot is ten opzichte van de heliumhoogte.

Indien de wet van Ohm, vgl. (2.17), wordt gesubstitueerd in de wet van behoud van lading, vgl. (2.16), en vervolgens de dichtheid (die volgt uit de lokale benadering van de Poissonvergelijking (2.19)) in deze vergelijking wordt ingevuld, ontstaat de volgende diffusievergelijking:



Figuur 2.7: Het transmissielijnmodel voor het 2DEG. De capaciteit per oppervlakte-eenheid naar de onderplaat is $\gamma C(r, \phi)$, naar de bovenplaat $(1-\gamma)C(r, \phi)$.

$$\sigma_{xx} \left(\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V}{\partial y^2} \right) + \frac{\partial V}{\partial x} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial y} \right) + \frac{\partial V}{\partial y} \left(\frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial y} - \frac{\partial \sigma_{yx}}{\partial x} \right) = j\omega C(V - \gamma V') \quad (2.21)$$

Hierin zijn σ_{xx} en σ_{xy} afhankelijk van $n_0(x, y)$ en ook het de capaciteit $C(x, y)$ is afhankelijk van de plaats in de electronenplas. Bij deze diffusievergelijking hoort de randvoorwaarde:

$$J_{\perp} = 0 \quad (2.22)$$

Deze zegt dat de component van de stroom loodrecht op de electronenplas gelijk is aan nul. De oplossing van vgl. (2.21) beschrijft het systeem als een transmissielijn met gedistribueerde weerstand en capaciteit en wordt daarom aangeduid als het transmissielijnmodel.

Door W. Jacobs [6] is een programma geschreven waarmee deze golfvergelijking numeriek kan worden opgelost. Dit programma levert echter convergentie problemen voor magneetvelden boven ongeveer 1 tesla en de berekeningen zijn zeer tijdrovend. Daarom wordt gebruik gemaakt van een benaderde analytische oplossing. Deze oplossing is afgeleid voor een halfoneindig 2DEG, zie ook figuur 2.8. In de golfvergelijking wordt een oplossing gesubstitueerd van de vorm:

$$V(x, y, t) = V_0 e^{j(\omega t - k_{\perp} x - k_{\parallel} y)} \quad (2.23)$$

Deze oplossing beschrijft een lopende golf met een component evenwijdig aan de rand en een component loodrecht op de rand. k_{\perp} is de golfvector loodrecht op de rand en k_{\parallel} de golfvector evenwijdig aan de rand. Voor k_{\perp} en k_{\parallel} wordt afgeleid:

$$\begin{aligned}
 k_{\parallel} &= \frac{1-j}{\delta_{\parallel}} + a\rho_{xy,h}\omega C_h ; & \delta_{\parallel} &= \sqrt{\frac{2}{\rho_{xx,h}\omega C_h}} \\
 k_{\perp} &= -\frac{1-j}{\delta_{\perp}} + a\rho_{xx,h}\omega C_h ; & \delta_{\perp} &= (\rho_{xx,h}/\rho_{xy,h})\delta_{\parallel}
 \end{aligned}
 \tag{2.24}$$

Met $\omega=2\pi f$ met f de oscillatiefrequentie, C_h wordt gegeven door vgl. (2.15). De grootheden δ_{\parallel} en δ_{\perp} zijn zogenaamde indringdieptes. Ze geven een lengteschaal waarover de amplitude van de golf met een factor $1/e$ afneemt, in de richting evenwijdig aan respectievelijk loodrecht op de rand van de electronenlaag.

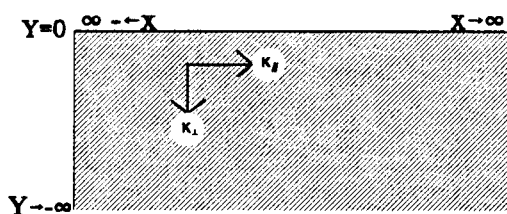
De parameter a is een maat voor de inhomogeniteit van het dichtheidsprofiel. a is gelijk aan het gearceerde oppervlak uit figuur 2.5 en is te berekenen uit:

$$a = \int_{-y_h}^0 [1 - \hat{n}_0(y)] dy + \int_{-y_h}^0 [\hat{C}(y) - 1] dy
 \tag{2.25}$$

met de ondergrens $-y_h$ een y -waarde die ligt in het homogene deel van \hat{n} . Vergelijking (2.24) is afgeleid onder de voorwaarde $a/\delta_{\parallel} \ll 1$.

Voor de situatie zonder magneetveld geldt $\rho_{xy,h}=0$, dus $\delta_{\perp}=\infty$. Voor de golfvector k_{\parallel} , voor $B=0T$ aangeduid met k_0 , geldt dan

$$k_0 = \frac{1-j}{\delta_0} ; \quad \delta_0 = \sqrt{\frac{2}{\rho_{0,h}\omega C_h}}
 \tag{2.26}$$



Figuur 2.8: De golfvectoren k_{\parallel} en k_{\perp} in het halfoneindige 2DEG.

De dispersierelatie kan als volgt geïnterpreteerd worden. De oplossing (2.23) van vgl. (2.21) beschrijft een lopende golf die zich zowel evenwijdig als loodrecht op de rand voortplant en die in beide richtingen gedempt is. Voor de situatie zonder magneetveld plant zich een bulk golf voort. Als vanaf $B=0T$ het magneetveld toeneemt verandert de situatie onder invloed van het Hall-effect. Uit figuur 2.2 en 2.3 blijkt dat voor de gebruikte magneetvelden ρ_{xy} veel sterker toeneemt als functie van het magneetveld dan ρ_{xx} (in het drudemodel is

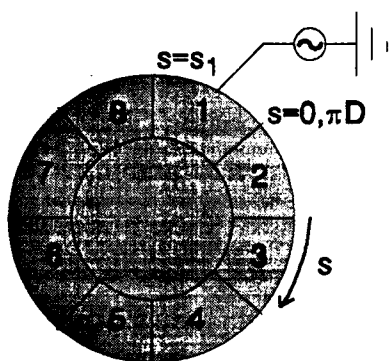
ρ_{xx} zelfs onafhankelijk van het magneetveld en $\rho_{xy} \propto B$). Voor grote magneetvelden geldt daarom $\delta_{\perp} \ll \delta_{\parallel}$ en dan plant zich dus een randgolf evenwijdig aan de rand voort die met toenemend magneetveld steeds smaller wordt. (Om een indruk te krijgen wat een 'groot' magneetveld is: in het klassieke Drude-model geldt dat $\delta_{\perp}/\delta_{\parallel} = 1/\mu B$ en voor de mobiliteit geldt $14 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1} < \mu < 2 \text{ m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$ voor $1,4\text{K} < T < 2,0\text{K}$.)

δ_0 kan voor een experimentele situatie berekend worden door substitutie van vgl. (2.2) en vgl. (2.15), en geeft een indruk over de grootte van de demping van de randgolf voor de gekozen experimentele parameters.

Bij het voorafgaande dienen wel nog een aantal dingen worden opgemerkt. Op de eerste plaats is de dispersierelatie van vgl. (2.24) niet de enige relatie die in de literatuur te vinden is. Bij de afleiding van de bovenstaande relatie is geen aanname gedaan over de grootte van $\omega\tau$. Voor de limiet van $\omega\tau \gg 1$ en voor een halfgevulde cel vindt Shikin dezelfde dispersierelatie [7]. Volkov & Mikhailov [8] hebben eveneens een uitdrukking voor k_{\parallel} afgeleid voor een halfgevulde cel, maar zij komen tot een ander resultaat. Ze hebben de afstand h gedefinieerd als de afstand waarover de electronendichtheid afvalt naar nul, en beschouwen twee situaties: Voor een scherp profiel ($h=0$) vinden ze $k_{\parallel}=(1-j)/\delta_{\parallel}$, de eerste term uit vgl. (2.24). Voor een onscherp profiel vinden zij een term die overeenkomt met de tweede term uit vgl. (2.24), mits geldt $\sigma_{xy}=1/\rho_{xy}$.

Op de tweede plaats is bij de afleiding uitgegaan van een halfoneindig vlak, het is dan ook de vraag in hoeverre de afgeleide uitdrukkingen voor k_{\parallel} en k_{\perp} geldig zijn in de cirkelvormige geometrie van de meetcel. Bovendien gaat de afleiding uit van een onderplaat die niet wordt geëxciteerd, terwijl in de praktische situatie een deel van de onderplaat wordt geëxciteerd.

2.4 Het perimetermodel



Figuur 2.9: Coördinaten in het perimetermodel.

Zoals beschreven in § 2.3.2 gaat zich in het 2DEG in een magneetveld een randgolf voortplanten. Het numeriek oplossen van de diffusievergelijking (2.21) geeft convergentieproblemen voor hoge magneetvelden en is zeer tijdrovend. Om toch enig inzicht te krijgen kan het perimetermodel van M. Lea [9] gebruikt worden om de fase en amplitude van een randgolf langs de omtrek van de cel te berekenen. In het model wordt alleen de voortplanting evenwijdig aan de rand in beschouwing genomen, de

component van de golf die zich voortplant in de richting loodrecht op de wand wordt buiten beschouwing gelaten. Het is dus een 1-dimensionaal en dus onvolledig model. De electronenplas wordt opgedeeld in twee gebieden, het gebied boven de excitatie-electrode (electrode 1), en de rest van de omtrek, zie figuur 2.9. De potentiaal in deze gebieden wordt geschreven als:

$$\begin{array}{ll} 0 \leq s \leq s_1 & : V = V_1(s) & \text{buiten de excitatie electrode} \\ s_1 \leq s \leq \pi D & : V = V_2(s) & \text{op de excitatie electrode} \end{array} \quad (2.27)$$

Hierin is D de diameter van de electronenplas en s is de coördinaat langs de omtrek. Voor beide gebieden wordt een 1 dimensionale golfvergelijking opgesteld:

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 V_1}{\partial s^2} &= -k_1^2 V_1 \\ \frac{\partial^2 V_2}{\partial s^2} &= -k_1^2 (V_2 - V_{ex})\end{aligned}\quad (2.28)$$

Deze vergelijkingen zijn vergelijkbaar met de diffusievergelijking (2.21). In de 1 dimensionale situatie is de geleiding coördinaatonafhankelijk omdat de dichtheid constant is, waardoor het aantal termen in de diffusievergelijking sterk gereduceerd wordt. Er wordt nog geen aanname gedaan over de vorm van de golfvector k_1 .

De randvoorwaarden volgen uit de eis dat de golven op de rand van de excitatie electrode moeten aansluiten:

$$\begin{aligned}V_1(0) &= V_2(\pi D) \\ V_1(s_1) &= V_2(s_1)\end{aligned}\quad (2.29)$$

De oplossing van vgl. (2.28) die slechts één kant oploopt wordt gegeven door:

$$\begin{aligned}V_1(s) &= A e^{-jk_1 s} & 0 \leq s \leq s_1 \\ V_2(s) &= B e^{-jk_1 s} + V_{ex} & s_1 \leq s \leq \pi D\end{aligned}\quad (2.30)$$

Voor de constanten A en B kan worden afgeleid:

$$\begin{aligned}A &= V_{ex} \left(\frac{1 - e^{-jk_1 s_2}}{1 - e^{-jk_1 \pi D}} \right) \\ B &= V_{ex} \left(\frac{1 - e^{jk_1 s_1}}{1 - e^{-jk_1 \pi D}} \right)\end{aligned}\quad (2.31)$$

In het Pascal programma PERIMET1 kan, gegeven de excitatiespanning V_{ex} voor electrode 1, de resulterende amplitude en de fase op een van de andere 7 electroden worden berekend. Hiertoe wordt als functie van s het imaginaire en reële deel van $V(s)$ berekend. Omdat in de experimentele situatie niet de potentiaal in de plas wordt gemeten, maar de geïnduceerde stromen in de electroden onder het heliumoppervlak, worden in het model de fase en amplitude berekend uit de componenten van deze stroom. De componenten I^0 en $I^{\pi/2}$ worden als volgt berekend uit V^0 en $V^{\pi/2}$:

$$\begin{aligned}I^0 &= V^{\pi/2} * \omega * C \\ I^{\pi/2} &= -V^0 * \omega * C\end{aligned}\quad (2.32)$$

met C de capacitive koppeling tussen de electronenplas en de meetelectrode. C is dus van de orde C_h maal het oppervlak van een electrode. Vergelijking 2.32 volgt uit het feit dat de stroom $\pi/2$ in fase voorloopt op de spanning. De amplitude en de fase worden berekend uit:

$$Ampl := \sqrt{\left(\frac{I^0}{V_{ex}}\right)^2 + \left(\frac{I^{\pi/2}}{V_{ex}}\right)^2} \quad [S] \quad (2.33)$$

$$\phi = \arctan \frac{I^0}{I^{\pi/2}} \quad [rad] \quad (2.34)$$

Voor de berekening van de fase en amplitude worden eerst V^0 en $V^{\pi/2}$ geïntegreerd over de gewenste electrode, met breedte $\pi D/8$.

Voor k_{\parallel} wordt op fenomenologische wijze de dispersierelatie van vgl. (2.24) ingevuld, ρ_{xx} en ρ_{xy} worden berekend volgens de quantum-mechanische vergelijkingen (2.8) en (2.9).

2.5 De antidot geometrie

Indien op de midden (en eventueel ook de ring) electrode een negatieve spanning wordt gezet, zullen de electronen in de plas boven deze electroden worden weggeduwd. Er ontstaat als het ware een gat in de electronenlaag waar de electronendichtheid gelijk is aan nul. In de literatuur wordt dit aangeduid als een antidot. Recentelijk zijn een tweetal artikels verschenen waarin wordt gekeken naar excitaties met een frequentie in de buurt van de plasmafrequentie. Deze frequentie is van de grootte orde 1 Ghz, daarom treden de resonanties op voor zeer lage magneetvelden. In dit werk daarentegen worden metingen uitgevoerd in het niet-resonante gebied, voor lage frequenties en hoge magneetvelden.

In [10] wordt een hydrodynamische theorie gegeven voor het 2 DEG op vloeibaar helium (in een halfgevulde cel) in een ringstructuur met binnenstraal R_{binnen} en buitenstraal R_{buiten} . Er is dus een electronenlaag met een binnenrand ('antidot') en een buitenrand ('dot'). Er wordt afgeleid dat zich twee randgolven gaan voortplanten, beiden met een hoek- en tijdsafhankelijkheid van de vorm $\exp(i(l\phi - \omega t))$, met l een geheel getal. Eén golf plant zich voort langs de buitenrand, deze golf komt overeen met de randgolven zoals die eerder in dit hoofdstuk beschreven zijn. De andere golf plant zich in tegenovergestelde richting voort langs de binnenrand! Beide golven worden meer aan de rand gelocaliseerd voor toenemend magneetveld, ook overeenkomstig de theorie uit § 2.3.2.

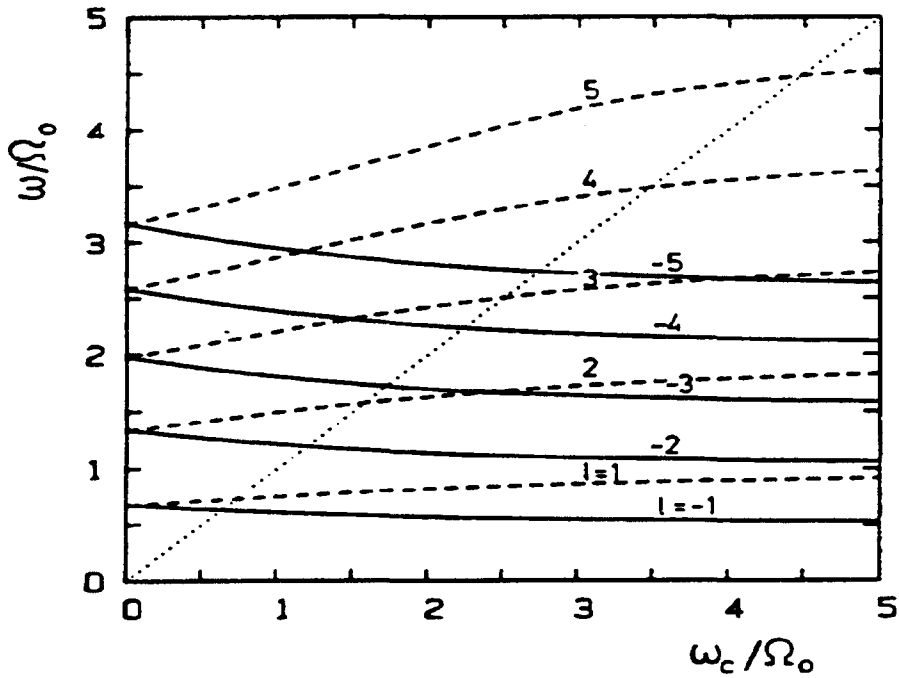
Voor de antidot mode (of binnengolf) worden andere plasmafrequenties (of resonante randgolffrequenties) gevonden dan voor de dot mode (of buitengolf). De plasmafrequentie van de buitengolf neemt af als functie van B en gaat

asymptotisch naar de waarde $|1|\Omega_0 * R_{\text{binnen}}/R_{\text{buiten}}$, de plasmafrequentie van de binnengolf neemt toe als functie van B en gaat asymptotisch naar de waarde $|1|\Omega_0$, zie ook figuur 2.10. In deze figuur staat de plasmafrequentie uit voor zowel de binnen- als de buitengolf voor verschillende waarden van l. Ω_0 wordt gegeven door $\Omega_0^2 = 4\pi e^2 n_0 h / m R_{\text{binnen}}^2 (\epsilon_1 + \epsilon_2)$. Voor een dichtheid $n_0 = 3 \cdot 10^{11} \text{ m}^{-2}$ en een binnenstraal $R_{\text{binnen}} = 3 \text{ mm}$ volgt $\Omega_0 \approx 1 \text{ Ghz}$, $\omega_c/\Omega_0 = 1$ komt overeen met $B = 0,006 \text{ T}$.

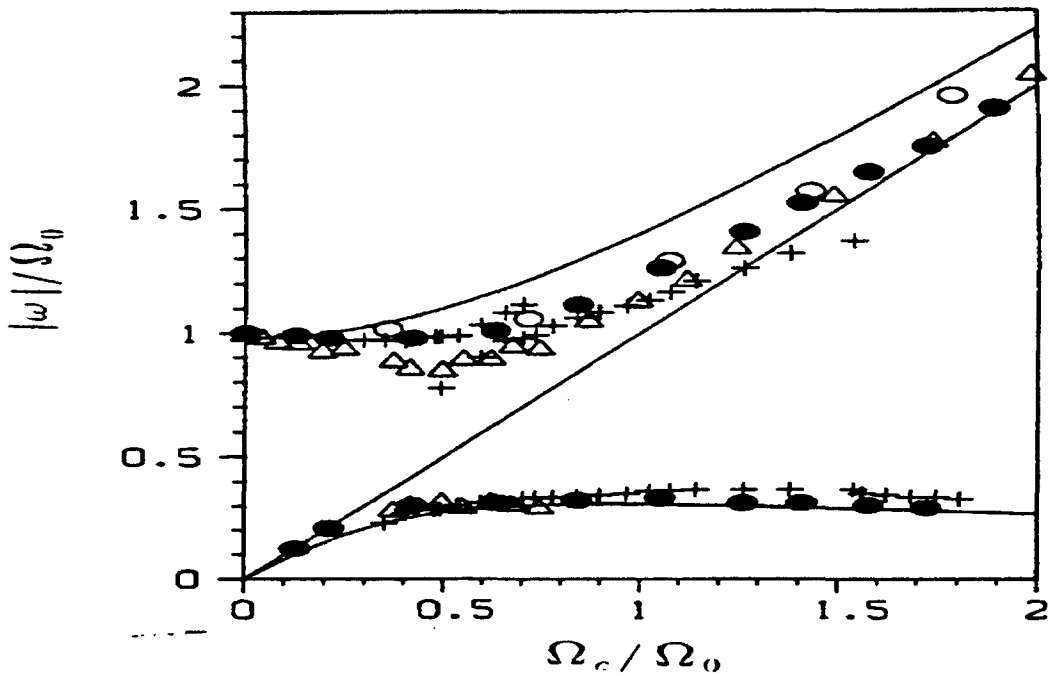
Ook in [11] wordt een theorie gegeven voor randgolven in een antidot geometrie. Nu bevindt zich echter een gat met straal R_{binnen} in de oorsprong in een oneindige elektronenlaag, er is dus geen buitenrand. Voor de plasmafrequenties worden drie takken gevonden, zie ook figuur 2.11. Eén tak begint in de oorsprong, heeft dan een breed maximum en neemt voor hoge velden weer langzaam af. De tweede tak is de cyclotron resonantiefrequentie, de derde tak start voor $B=0$ op een eindige frequentie (Ω_0) en gaat voor hoge velden asymptotisch naar de cyclotronfrequentie.

Beide theorieën voorspellen dus antidot-modes voor $\omega/\Omega_0 \approx 1$ en $\omega_c/\Omega_0 \approx 1$, en ook de in [10] voorspelde dot-mode treedt op in dit gebied. Sinds geruime tijd is bekend dat de dot-mode zich ook voor zeer lage frequenties, in het audio-gebied, en hoge magneetvelden voortplant [12] en dat de randgolffrequentie niet asymptotisch nadert naar een constante voor hoge magneetvelden. Dit zijn de randgolven waaraan in de groep Lage Temperaturen onderzoek wordt verricht. Het is te verwachten dat eenzelfde argument ook voor voor het asymptotisch gedrag van de antidot-mode geldt.

Er bestaat nog geen rigoureuze theorie voor het voor ons belangrijke regime $\omega/\Omega_0 \ll 1$ en $\omega_c/\Omega_0 \gg 1$. Omdat de kromtestralen van de binnen- en buitenrand zeer veel groter zijn dan microscopische lengteschalen (vrije weglengte, 100 nm, cyclotronstraal, 10 nm) is de intuïtieve verwachting dat het gedrag voor de binnen- en buitenrand hetzelfde is. Aan de binnenrand loopt de golf echter in tegengestelde richting dan aan de buitenrand.



Figuur 2.10: Randgolf frequenties als functie van het magneetveld voor een ringvormige elektronenplas met $R_{\text{buiten}}/R_{\text{binnen}}=2$. De getrokken lijnen ($l < 0$) corresponderen met de dot mode, de gestreepte lijnen met de anti-dot mode en de gestippelde lijn geeft de cyclotronfrequentie [14].



Figuur 2.11: Randgolf frequenties als functie van het magneetveld voor een oneindige elektronenplas met een antidot in de oorsprong. De punten geven gemeten waarden [15].

HOOFDSTUK 3

EXPERIMENTELE OPZET

In dit hoofdstuk wordt in twee delen de experimentele opzet beschreven. In het eerste deel, § 3.1, zal de opstelling beschreven worden in vier stukken: de cryostaat, de experimenteercel, de magneet en de insert. Met de insert wordt het geheel bedoeld in de experimenteeruimte waaraan de experimenteercel is bevestigd. Aan de experimenteercel en de insert zal uitgebreid aandacht worden geschonken omdat deze beiden verbeterd zijn tijdens dit afstudeerwerk. Hetzelfde geldt voor de magneet, maar hierop wordt vooral in hoofdstuk 4 ingegaan.

In het tweede deel, § 3.2, worden een aantal experimentele technieken en effecten beschreven: meting van de complexe admittantie en de bepaling van de electronendichtheid, meting van de heliumhoogte en de invloed van een magnetisch veld op de heliumhoogte.

3.1 De opstelling

3.1.1 De cryostaat

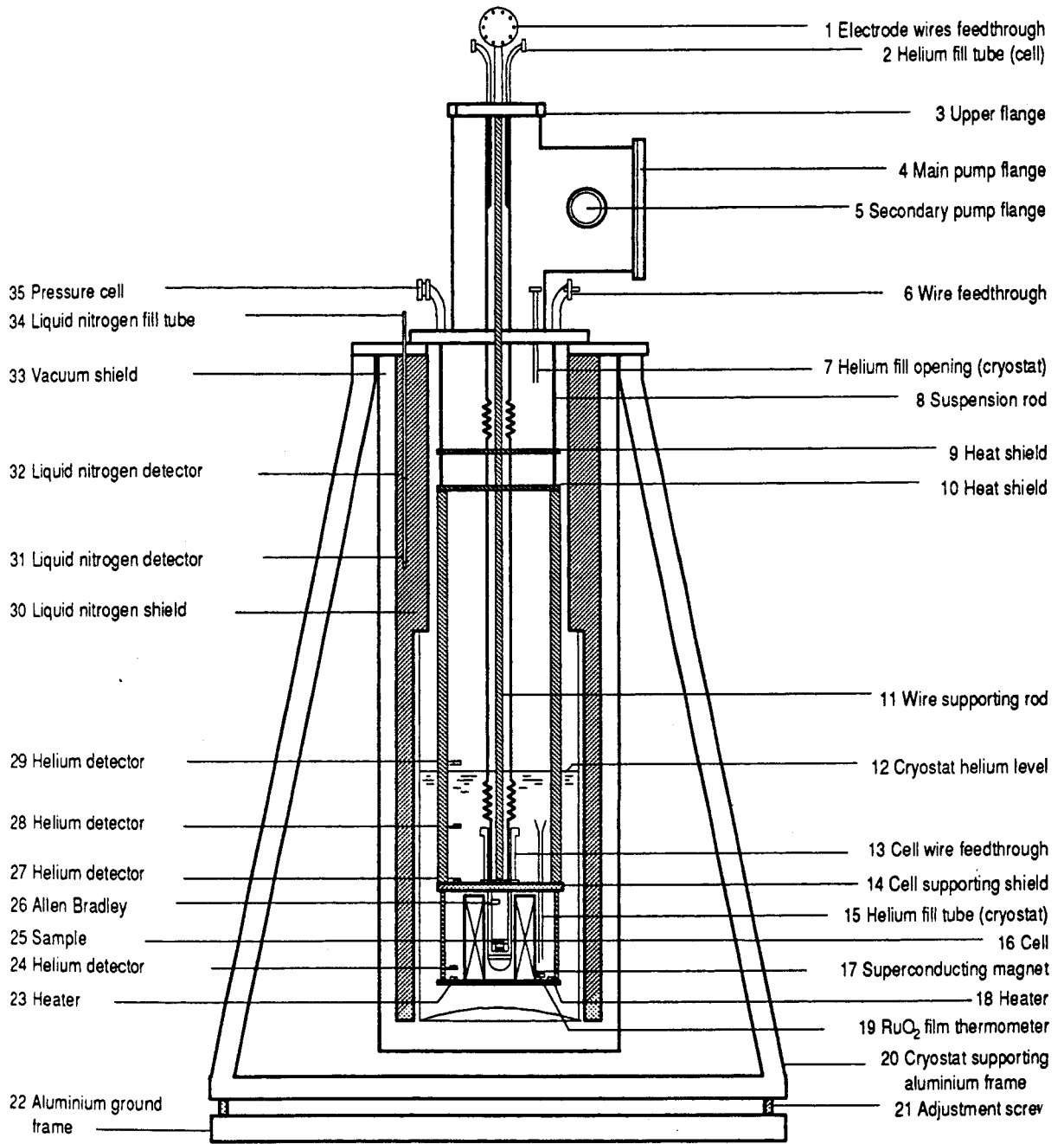
Een volledige beschrijving van de cryostaat wordt gegeven in [1], zodat hier volstaan kan worden met een korte beschrijving aan de hand van figuur 3.1.

De experimenteeruimte waarin de insert met de experimenteercel zich bevindt hangt in de binnencryostaat, die gevuld kan worden met vloeibaar helium. Om deze binnencryostaat bevindt zich een vacuumruimte, een vloeibaar stikstofbad (30) en weer de vacuumruimte (33). Met behulp van detectoren worden de LN₂ (31, 32) en LHe (24, 27, 28, 29) niveau's gemeten. In de cryostaat is een 6 tesla supergeleidende magneet aangebracht (17). De experimenteercel (16) bevindt zich in het hart van de magneet.

In het experimenteeruimte kan via twee incondenseerleidingen (2) heliumgas worden ingelaten. Dit gas zal condenseren en men laat zoveel gas in tot het gewenste heliumniveau bereikt is. De temperatuur in de experimenteeruimte kan gemeten worden met behulp van een geijkte Alan-Bradley weerstand (26). De temperatuur van het heliumbad kan verlaagd worden door de druk erboven door middel van pompen te verlagen. Voor het pompen kan men kiezen voor buisdiameters van 40 mm of 80 mm.¹

Tijdens metingen is het van belang dat het heliumniveau in de experimenteeruimte constant blijft. Omdat voor $T > 1,4$ K het heliumniveau sterk afhankelijk

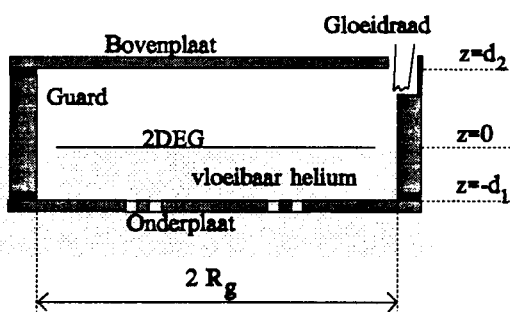
¹ De temperatuur kan tot ongeveer 1,5 kelvin worden verlaagd, indien met de bij de opstelling behorende heliumpomp via de 80 mm buis aan de cryostaat wordt gepompt. Indien met 5 heliumpompen parallel wordt gepompt kan een minimum temperatuur van ongeveer 1,4 kelvin worden gehaald.



Figuur 3.1: De cryostaat

is van de dampdruk (en dus van de temperatuur) moet de temperatuur gestabiliseerd worden. De temperatuur kan automatisch gestabiliseerd worden met behulp van een computer. Hiertoe wordt periodiek de temperatuur van het heliumbad gemeten en vergeleken met de gewenste, ingestelde temperatuur. Als de gemeten temperatuur hoger dan wel lager is dan de gewenste temperatuur wordt door middel van een in de vloeistof geplaatste heater (23) respectievelijk minder of meer gestookt. Voor temperaturen boven 1,8 kelvin wordt de temperatuur gestabiliseerd met behulp van de dampdruk boven het LHe die gemeten wordt met een druksensor (35). Voor temperaturen lager dan 1,8 kelvin wordt gebruik gemaakt van een geijkte, magneetveld onafhankelijke RuO_2 -weerstand (19), omdat de dampdruk dan te weinig varieert met de temperatuur waardoor de temperatuurstabilisatie te ongevoelig wordt [13]. De cryostaat hangt in een aluminium frame (20) en kan met behulp van vier stelschroeven (21) gekanteld worden. Hiermee kan de experimenteelcel parallel met het heliumniveau gezet worden.

3.1.2 De experimenteelcel

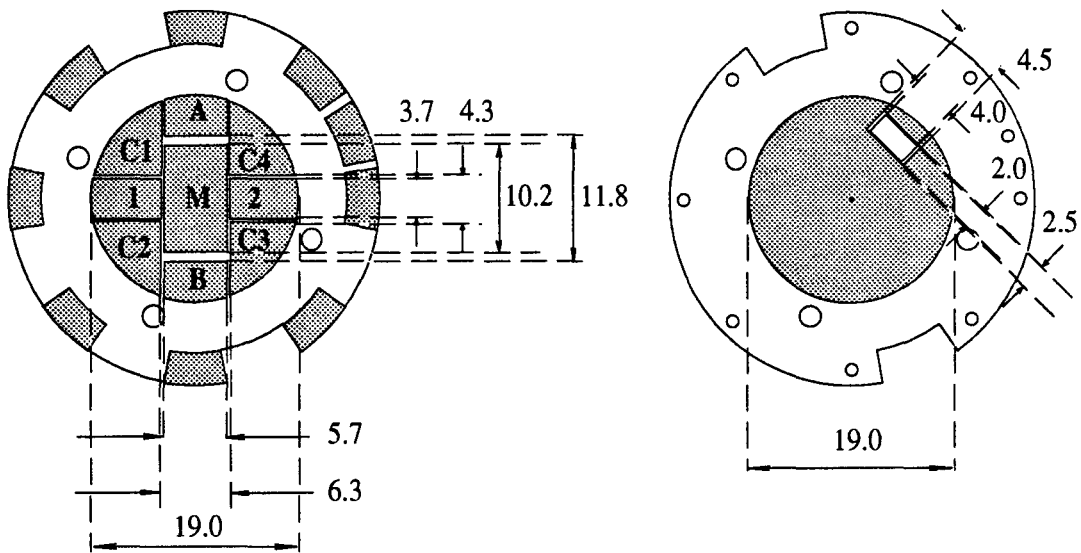


Figuur 3.2: De experimenteelcel. $d_1+d_2=3,00$ mm, $R_g=7,50$ mm.

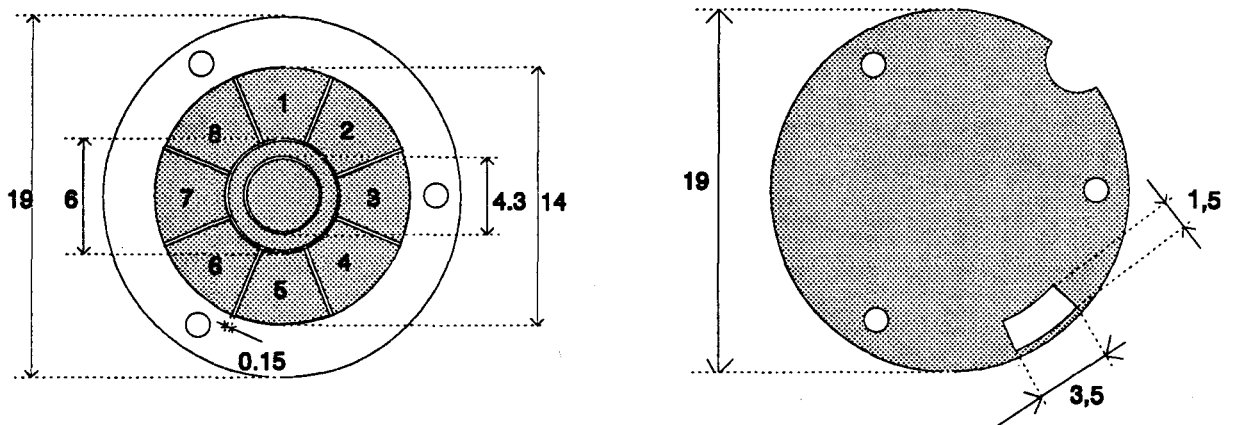
De experimenteelcel waarin het electro-nengas zich bevindt, bestaat uit een boven- en een onderplaat, waartussen het heliumoppervlak zich bevindt, en een cilindervormige guard-ring, zie figuur 3.2. De afstand tussen de boven- en onderplaat is $h=d_1+d_2=3,00$ mm en de straal van de guardring is $R_g=7,5$ mm. De koperen guardring kan op een negatieve potentiaal worden gebracht, waardoor de electronen worden ingesloten. De bovinelectrode bestaat uit een koperen plaatje met een gat erin voor de

gloeidraad. Deze gloeidraad wordt gebruikt om (via thermische emissie) electronen in de experimenteelcel op het vloeibaar heliumoppervlak te brengen. Op de onderplaat is een electrodenverdeling aangebracht.

De experimenteelcel is nieuw ontworpen. Op de eerste plaats is een nieuwe onderplaat gemonteerd met een electrodenverdeling zoals is weergegeven in figuur 3.4. De onderplaat bestaat dus uit acht gelijkvormige electroden (vanaf nu aangeduid met electrode 1 t/m 8), een cirkelvormige electrode (middenelectrode) en hieromheen een ringvormige electrode (de ringelectrode). Deze onderplaat is bij aanvang van dit afstudeerwerk aangebracht ter vervanging van de meer rechthoekige electrodenverdeling die tot dan toe gebruikt werd, zie figuur 3.3. De nieuwe configuratie heeft twee voordelen. De acht gelijkvormige electroden zijn beter geschikt om randgolven te meten dan de ongelijkvormige electroden in de oude configuratie. (Bij deze metingen wordt een van de 8 randelectroden geëxciteerd en op de andere randelectroden kan dan de respons gemeten worden.) Bovendien is het mogelijk de middenelectrode te exciteren,



Figuur 3.3: De oude onderplaat (links) en bovenplaat (rechts). Maten in mm.



Figuur 3.4: De nieuwe onderplaat (links) en bovenplaat (rechts). Maten in mm.

zodat metingen in de Corbinogeometrie uitgevoerd kunnen worden. Vanwege de afmetingen van de gebruikte gloeidraad was in de oude experimenteer cel het gat in de bovinelectrode vrij groot (2,5 mm bij 4,5 mm). Dit gaf aanleiding tot inhomogeniteiten in de electronendichtheid, hetgeen merkbaar zou zijn geweest in meetresultaten [14]. Om de inhomogeniteit in de electronendichtheid te verkleinen is het gat in de bovenplaat meer naar de rand van de plaat verschoven. Het bevindt zich nu boven de guard-ring en dus verder weg van de electronenplaat dan in de oude experimenteer cel het geval was. In de guard-ring is op deze positie een uitsparing van 0,5 mm diep gemaakt zodat de gloeidraad eventueel iets onder de bovenplaat kan uitsteken zonder electrisch contact te maken met de guard, zie figuur 3.2. Verder is een kleinere gloeidraad gemonteerd waardoor het mogelijk is de afmetingen van het gat te verkleinen tot 3,5 bij 1,5 mm.

3.1.3 De magneet

In de cryostaat bevindt zich een supergeleidende magneet. Bij de aanvang van dit onderzoek is de aanwezige magneet (magneet 1) vervangen door een nieuwe magneet (magneet 2). Er was besloten een nieuwe magneet aan te schaffen met een zes maal betere homogeniteit omdat de homogeniteit van het magneetveld van invloed is op de straalafhankelijke heliumhoogte, zie § 3.2.4. Bovendien kan de nieuwe magneet een maximaal veld van 6 tesla leveren, tegen 4 tesla voor de oude magneet.

Uit metingen van de verandering van het heliumniveau als functie van het magneetveld bleek echter dat magneet 2 niet aan de specificaties voldeed, de homogeniteit bleek zelfs minder goed te zijn dan van magneet 1, zie § 4.1. Dit was ook af te leiden uit het berekende veldprofiel dat de fabrikant, Cryogenic Consultants Limited, bij de magneet leverde. De handleiding bevatte dus tegenstrijdige specificaties. Magneet 2 is daarna door de leverancier vervangen door een andere (magneet 3) die wel aan de specificaties bleek te voldoen.

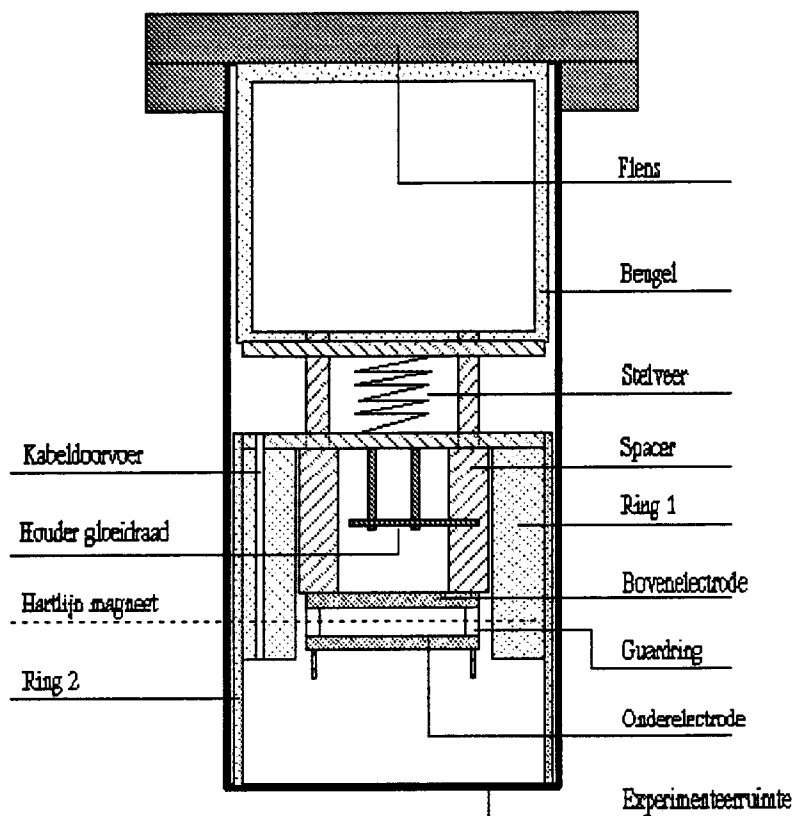
3.1.4 De insert

De hierboven beschreven experimenteercel bevindt zich in de experimenteer-ruimte die in het heliumbad van de cryostaat hangt. Ook de insert waaraan de experimenteercel is bevestigd binnen de experimenteerruimte is nieuw ontworpen om de volgende redenen:

- In een inhomogeen magnetisch veld wordt de heliumhoogte straalafhanke-lijk doordat het helium diamagnetisch is en er een kracht op het helium werkt. De maximale hoogteverandering is kwadratisch evenredig met de straal van het heliumoppervlak en groter naarmate het magnetisch veld inhomogener is (zie § 3.2.4). Het is van belang deze maximale hoogtever-andering te beperken omdat deze van invloed is op de homogeniteit van de electronendichtheid.
- Om de homogeniteit van het elektrische veld in de experimenteercel te verbeteren is ervoor gekozen een kleinere gloeidraad te monteren, zie § 3.1.2. Van de gekozen gloeidraad was niet bekend hoelang de levensduur is en of er wel genoeg electronen zouden vrijkomen. Daarom moet de insert zo ontworpen worden dat deze kleine gloeidraad vervangen kan worden door een gloeidraad van het oude type (met grotere afmetingen) zonder dat de hele insert opnieuw ontworpen en gebouwd dient te worden.

Verdere eisen waaraan het ontwerp moet voldoen zijn:

- Het centrum van de experimenteercel moet zich in het hart van de magneet bevinden, omdat daar het magneetveld nauwkeurig bekend en het meest homogeen is.
- De onderelectrode wordt aan de onderkant gecontacteerd met coax-kabels en hiervoor moet voldoende ruimte zijn, minimaal 10 mm.



Figuur 3.5: De nieuw ontworpen insert

- De experimenteercel moet bij voorkeur kantelbaar zijn, zodat hij parallel met het heliumoppervlak te stellen is. Hierbij dient wel opgemerkt te worden dat de fijnafstelling geschiedt door de gehele cryostaat te kantelen. Dit gebeurt in de experimentele situatie met vloeibaar helium tussen de boven- en onderplaat.

Het uiteindelijke ontwerp is weergegeven in figuur 3.5. Hieronder zal stapsgewijs aan de hand van de figuur verklaard worden hoe aan de verschillende eisen is voldaan.

- Om de verandering van het heliumniveau in een magneetveld te minimaliseren is op de eerste plaats een nieuwe, homogenere, magneet in de cryostaat geplaatst, zie § 3.1.3. De hoogteverandering is verder verkleind door de straal van het heliumoppervlak in de experimenteerruimte te verkleinen. Hiertoe is een koperen ring om de experimenteercel aangebracht (ring 1) waardoor de straal wordt verkleind van 19 mm (de straal van de experimenteerruimte) tot 11 mm (de binnenstraal van de ring). In de ring is een gleuf van 0,25 mm breed aangebracht, die is opgevuld met teflon. Deze gleuf voorkomt dat er onder invloed van het magneetveld kringstromen gaan lopen. Tussen de wand van de experimenteerruimte en ring 1 was een ruimte van 2 mm overgelaten om het mogelijk te maken de experimen-

teercel te kantelen met behulp van de stelveer. Omdat gebleken is dat deze ruimte het effect van ring 1 vrijwel geheel teniet doet (zie § 4.1), is deze later opgevuld met een tweede ring, ring 2. De insert bleek in deze situatie recht genoeg te hangen om de experimenteercel parallel aan het heliumoppervlak te kunnen stellen door de gehele cryostaat te kantelen.

- De houder waaraan de gloeidraad wordt bevestigd is opgehangen aan twee schroeven en dus eenvoudig en nauwkeurig in hoogte verstelbaar. Een grotere gloeidraad kan dus aan dezelfde houder bevestigd worden en alleen het gat in de bovinelectrode dient dan vergroot te worden.
- Om de elektroden en de Alan-Bradley weerstand te kunnen contacteren zijn in ring 1 een twintigtal gaten geboord (diameter 2,5 mm), waar de coaxkabels en koperdraden worden doorgevoerd. De bovinelectrode, het lampje en de guard worden gecontacteerd met coaxkabels en koperdraden die door de stelveer lopen.
- De lengte van de beugel is zo gekozen dat het centrum van de experimenteercel samenvalt met de hartlijn van de magneet. De hartlijn van de derde magneet lag iets anders dan die van de tweede magneet, maar dit hoogteverschil is gecompenseerd met behulp van de stelveer.
- De bovenplaat, onderplaat en guard zijn elektrisch van elkaar en van de rest van de insert geïsoleerd door middel van teflon ringetjes en hulsjes.

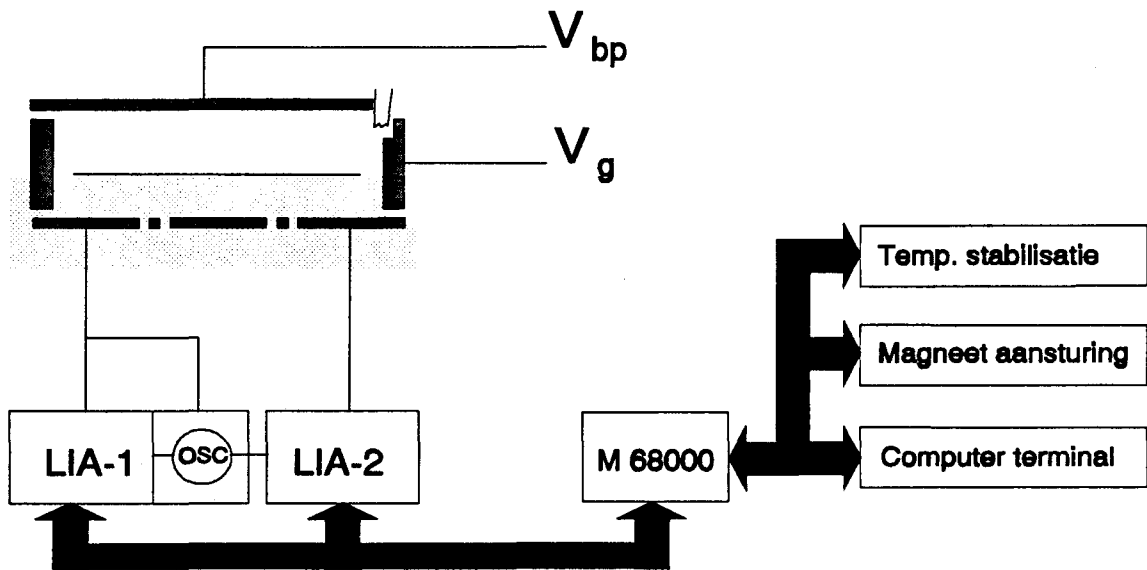
3.2 Experimentele technieken

3.2.1 Meting aan het 2DEG

Het is niet mogelijk direct aan het 2DEG te meten omdat het niet mogelijk is elektrische contacten aan het 2DEG zelf aan te brengen. Daarom wordt er gebruik gemaakt van AC-technieken.

Er bestaat een capacitieve koppeling tussen de elektroden en het 2DEG. Eén van de elektroden wordt geëxciteerd (meestal elektrode 1) en op één of twee van de andere elektroden wordt de geïnduceerde stroom gemeten met behulp van EG&G Princeton Applied Research Lock-In Amplifiers (LIA), model 5210. Voor de excitatie wordt de oscillator van een van de twee LIA's gebruikt. Het is nu mogelijk om voor twee elektroden tegelijk de in-fase en uit-fase component van de geïnduceerde stroom te meten. Iedere LIA vergelijkt de gemeten stroom met de oscillator ('referentie') en geeft dan de componenten in fase met de referentie (I^0) en uit fase met de referentie ($I^{\pi/2}$). Deze waarden worden omgezet in spanningen en kunnen dan uitgelezen worden door het M68000 systeem (zie figuur 3.6). In het verleden was gebleken dat de interne stroom-spanningsomzetter van de LIA's bij hoge frequenties aanleiding gaf tot grote fasedraaiingen. Daarom is er een nieuwe (externe) stroom-spanningsomzetter gebouwd, zie ook § 4.2.

De gemeten stromen worden om historische redenen (vroeger werd met een capaciteitsbrug gemeten) omgerekend naar een complexe admittantie volgens:



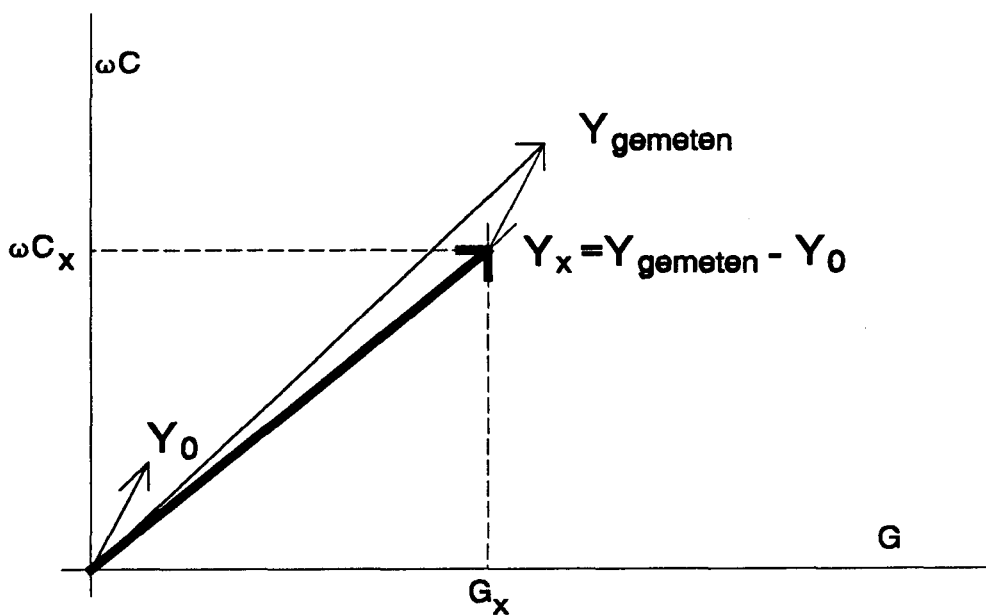
Figuur 3.6: Meetschema van de 2DEG opstelling.

$$Y = \frac{I^0}{V_{ex}} + j \frac{I^{\pi/2}}{V_{ex}} = G + j\omega C \quad (3.1)$$

met G de geleiding (in siemens, S), C de capaciteit (in farad, F), V_{ex} de amplitu-
de van de excitatiespanning en $\omega = 2\pi f$ met f de frequentie van de aangelegde
wisselspanning. Hierbij dient men zich nadrukkelijk te realiseren dat C en G
niet de capaciteit en de geleiding van het 2DEG voorstellen. Bijvoorbeeld: voor
een plas met een oneindige dichtheid en dus een oneindige geleiding is er een
zuiver capacitieve koppeling tussen de excitatie- en meetelectrode. In dit geval
is $I^0 = 0$ en dus $G = 0!!!$

Ook bij de afwezigheid van electronen op het heliumoppervlak is er een
capaciteit en geleiding tussen de excitatie- en meetelectrode, C_0 en G_0 . Om
alleen de bijdrage van de electronen te verkrijgen, moet deze offset van de
gemeten waarden worden afgetrokken, zie figuur 3.7. Omdat C_0 en G_0 afhangen
van bijvoorbeeld de frequentie of de gekozen gevoeligheid van de LIA, moeten
deze voorafgaand aan elke meting bepaald worden. In het meetprogramma
FASAMP worden de gemeten stromen automatisch gecorrigeerd voor deze
offset, die aan het begin van iedere meetcyclus gemeten wordt. Uit de gecorri-
geerde waarden, C_x en G_x , kunnen de fase ϕ en de amplitude A berekend
worden:

$$\phi = \arctan \frac{G_x}{\omega C_x} \quad (3.2)$$



Figuur 3.7: De admittantie Y_x is gelijk aan de gemeten admittantie Y minus Y_0 .

$$A = \sqrt{G_x^2 + (\omega C_x)^2} \quad (3.3)$$

De fase ϕ is dus zo gedefinieerd dat voor het geval van een puur capacatieve koppeling, d.w.z. $G_x=0$, geldt $\phi=0$.

Het M68000 systeem kan ook gebruikt worden om de magneet aan te sturen en verzorgt de temperatuurstabilisatie. Met behulp van het meetprogramma FASAMP kan nu geheel geautomatiseerd een magneetveld sweep worden uitgevoerd. Zo'n meting verloopt als volgt:

Eerst worden C_0 en G_0 bepaald door op de excitatie electrode een wisselspanning te zetten en zonder electronen op de meetelectrode I^0 en $I^{\pi/2}$ te meten. Dit gebeurt gedurende enkele minuten en C_0 en G_0 worden berekend uit de gemiddelde waarden.

Vervolgens worden electronen gespreid totdat de verzadigde dichtheid is bereikt. Hierna wordt het magneetveld steeds stapsgewijs verhoogd (heensweep), totdat een vooraf ingesteld maximum is bereikt. Bij iedere waarde van het magneetveld wordt op 1 of 2 andere electroden I^0 en $I^{\pi/2}$ gemeten. Nadat het maximum is bereikt begint men met de terugsweep. Hierna worden de gegevens gecorrigeerd voor C_0 en G_0 en weggeschreven naar disk, evenals de berekende fase en amplitude. Na afloop van de meting worden C_0 en G_0 nogmaals bepaald. De metingen kunnen eventueel direct grafisch uitgezet worden op de computer terminal.

3.2.2 Bepaling van de electronendichtheid

Nadat de boven- en onderplaat en de guardring op de gewenste potentiaal zijn ingesteld, worden electronen gesproeid met behulp van het gloeidraadje. Er wordt een aantal malen gesproeid, totdat de electronendichtheid niet meer verandert. De dichtheid is dan verzadigd.

De electronendichtheid is niet homogeen, aan de rand van de plas gaat de dichtheid naar nul. In het homogene deel van de plas kan de verzadigde dichtheid $n_{0,h}^{(v)}$ worden afgeleid uit de wet van Gauss:

$$n_{0,h}^{(v)} = -\frac{\epsilon_0 \epsilon_r V_{bp}}{ed_1} \quad (3.4)$$

Hierin is $\epsilon_0 \epsilon_r$ de diëlectrische constante van LHe ($\epsilon_r = 1,057$) en d_1 de heliumhoogte. Bij een vaste heliumhoogte (standaard 1 mm) kan de electronendichtheid dus gevarieerd worden door de bovenplaatspanning te variëren. De guardspanning wordt zodanig meeveranderd dat de verhouding V_g/V_{bp} constant blijft, zodat de vorm van het dichtheidsprofiel en de straal van de electronenplas niet verandert.

Omdat de heliumhoogte bij magneet 1 en 2 toeneemt als functie van het magneetveld en omdat de verzadigde electronendichtheid omgekeerd evenredig is met de heliumhoogte d (zie § 3.2.4) betekent dit dat er bij toenemend magnetisch veld electronen verloren zullen gaan en dus de dichtheid afneemt. Dit probleem wordt opgelost door voldoende te onderverzadigen, hetgeen bereikt kan worden door na verzadiging de bovenplaatspanning voldoende (25%) op te draaien. Voor magneet 3 neemt de heliumhoogte af als functie van het magneetveld, waardoor de procedure van onderverzadiging niet meer noodzakelijk is.

3.2.3 Meting van de heliumhoogte

De heliumhoogte wordt bepaald met behulp van een capaciteitsmeting tussen een van de elektroden op de onderplaat (standaard electrode 1) en de bovenplaat. Deze capaciteit is afhankelijk van de heliumhoogte omdat de vloeistof ($\epsilon_r = 1,0572$) een andere relatieve dielectrische constante heeft dan gasvormig helium ($\epsilon_r \approx 1$).

Een toename van de heliumhoogte leidt tot een toename van de capaciteit. Indien de capaciteit zonder helium tussen de boven- en onderplaat en de capaciteit van de volledig gevulde cel beiden bekend zijn, dan wordt de heliumhoogte d_1 in een lineaire benadering gegeven door:

$$d_1 = \frac{C_x - C_{leeg}}{C_{vol} - C_{leeg}} h \quad (3.5)$$

Hierin is h de afstand tussen de boven- en onderplaat (3,0 mm). C_{leeg} en C_{vol} zijn de capaciteit indien de ruimte tussen de boven- en onderplaat volledig met gas respectievelijk vloeistof is gevuld en C_x de gemeten capaciteit bij de betreffende hoogte d_1 .²

De capaciteiten worden gemeten met behulp van een capaciteitsbrug (General Radio 1615-A), met een meetfrequentie van 1,01 kHz en een spanning van ongeveer 30V. Op deze manier is het mogelijk hoogteverschillen tot 0,02mm te meten, corresponderend met een capaciteitsverschil van 1.10^{-17} F.

3.2.4 Invloed van magnetisch veld op de heliumhoogte

Helium (gas en vloeistof) is diamagnetisch (susceptibiliteit $\chi = -5,91.10^{-9} \text{ kg}^{-1}$). In een magnetisch veld zal er dus een kracht op het heliumoppervlak werken. In een inhomogeen magnetisch veld zal het heliumoppervlak dus vervormd worden, de vloeistof stijgt in gebieden met een lager magneetveld en daalt in gebieden met hoger magneetveld [15]. Het magneetveld van de supergeleidende magneten 1 en 2 heeft een parabolisch verloop dat als functie van de cilindercoördinaten z en r en wordt gegeven door:

$$B(z) = B_0(1 - az^2) \quad (3.6)$$

$$B(r) = B_0(1 + ar^2/2) \quad (3.7)$$

Hierin is $B_0 = B(z=0, r=0)$ en a een maat voor de inhomogeniteit van het veld en te berekenen uit de specificatie van de magneet.

Krachtenevenwicht tussen de zwaartekracht, magnetische kracht en de oppervlaktespanning geeft voor het heliumoppervlak, in het geval van het parabolische profiel:

$$\rho g \Delta h(r) - \frac{\chi \rho B^2(r)}{2\mu_0} + K\gamma = \text{constant} \quad (3.8)$$

met ρ de massadichtheid van LHe, g de zwaartekrachtsversnelling, $\Delta h(r)$ de hoogteverandering, μ_0 de magnetische permeabiliteit van vacuüm, K de kromming van het heliumoppervlak en γ de oppervlaktespanning. Als de oppervlaktespanning wordt verwaarloosd dan levert dit voor de hoogteverandering:

² In [8] wordt een betere uitdrukking voor de hoogte afgeleid, waarbij het systeem wordt beschreven als 2 condensatoren in serie. De op deze manier berekende hoogte is ongeveer 5% hoger dan volgt uit vgl. (3.5).

$$\Delta h(r) = AB_0^2 \left(\frac{R^2}{2} - r^2 \right) \quad (3.9)$$

met $A = a |\chi| / (2g\mu_0)$. De hoogtestijging is evenredig met a , dus groter naarmate het veld inhomogener is, en kwadratisch evenredig met R , de straal van het heliumoppervlak.

HOOFDSTUK 4

VERBETERING OPSTELLING

In dit hoofdstuk wordt ingegaan op de resultaten van de verbeteringen die zijn aangebracht aan de opstelling. § 4.1 gaat in op de beperking van de hoogteverandering van het helium in een magneetveld, § 4.2 op de nieuwe stroom-spanningsomzetter en § 4.3 op de symmetrie van het 2DEG in de nieuwe experimenteer cel.

4.1 Beperking van de hoogteverandering

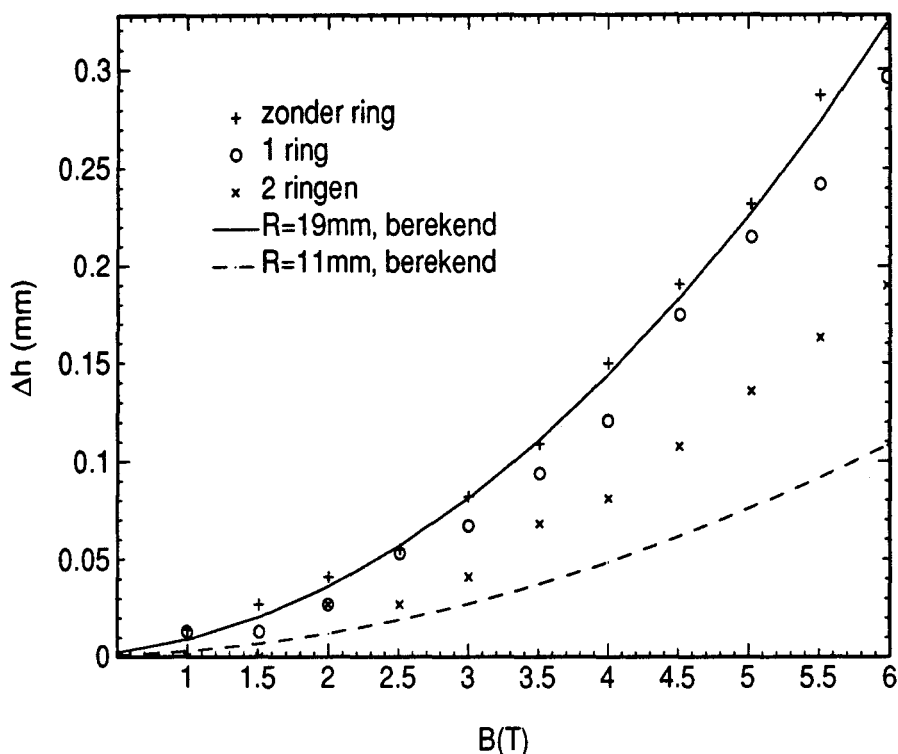
Zoals beschreven is in § 3.2.4 wordt het heliumoppervlak in een inhomogeen magneetveld vervormd, het heliumniveau stijgt in gebieden met een kleiner veld en daalt waar het veld groter is. De hoogteverandering voor $r=0$ mm (boven de middenelectrode) is evenredig met a (een maat voor de inhomogeniteit van de magneet) en is kwadratisch evenredig met R^2 , de straal van het heliumoppervlak, zie vgl. 3.9. De hoogteverandering is dus op twee manieren te verkleinen: door de straal van het heliumoppervlak te verkleinen en door de homogeniteit van het magneetveld te verbeteren.

Eerst zal worden ingegaan op de resultaten van het verkleinen van de straal van het heliumoppervlak. Dit gebeurt aan de hand van metingen met magneet 2. Daarna wordt ingegaan op de gemonteerde nieuwe magneten.

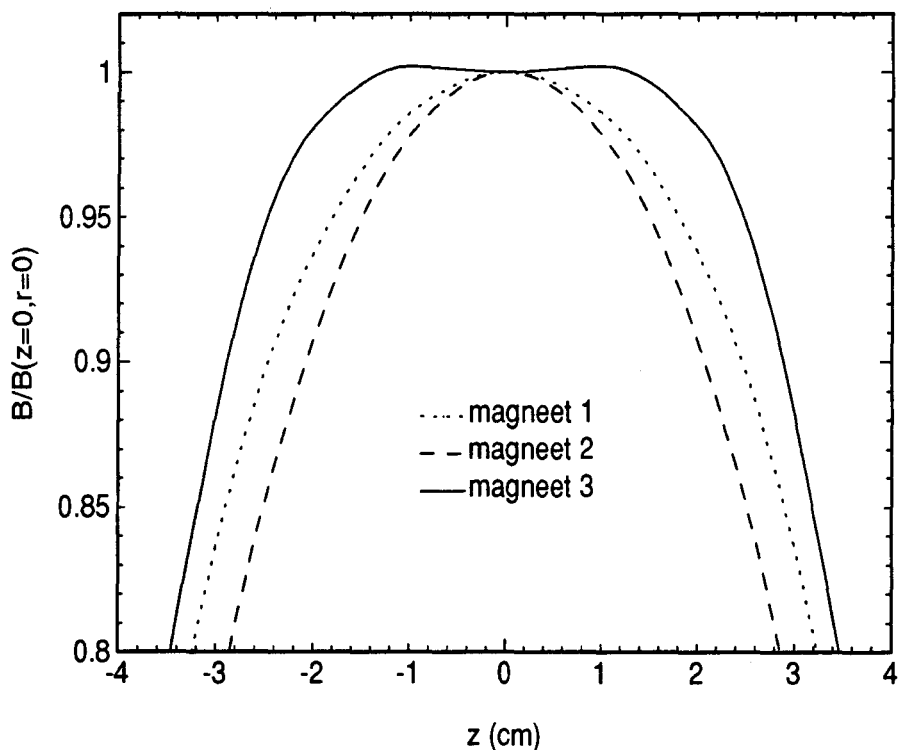
Om de straal R van het heliumoppervlak te verkleinen is de vrije ruimte in de experimenteer ruimte rond de experimenteer cel opgevuld door een koperen ring, ring 1 uit figuur 3.5. Het effect van deze ring zal beschreven worden aan de hand van metingen met magneet 2, omdat voor deze magneet zowel met als zonder ring is gewerkt. De binnenstraal van ring 1 is 11 mm, de binnenstraal van de experimenteer ruimte is 19 mm. De verwachting is dus dat de hoogtestijging beperkt worden tot een factor $(11/19)^2=0,34$, dus een reductie van 66% ten opzichte van de situatie zonder ring.

In figuur 4.1 staat de gemeten hoogtestijging boven de middenplaat uit voor magneet 2, zonder ring (+), met ring 1 (o) en met ring 1 en 2 (x). (Ring 2 is de ring waarmee de vrijgelaten ruimte tussen de wand en ring 1 alsnog is opgevuld.) De getrokken curve geeft de berekende hoogtestijging volgens vgl. 3.9 met $a=200 \text{ m}^{-2}$ en $R=19$ mm, dus zonder ring en de gestippelde curve het berekende hoogteverschil met $R=11$ mm. Omdat de middenelectrode eindige afmetingen heeft is het niet helemaal correct om de metingen te vergelijken met de berekende kromme. Maar gezien de kleine afmeting van deze middenelectrode en het feit dat hij zich in het hart van de magneet bevindt kan toch een vergelijking tussen de metingen en de berekening gemaakt worden.

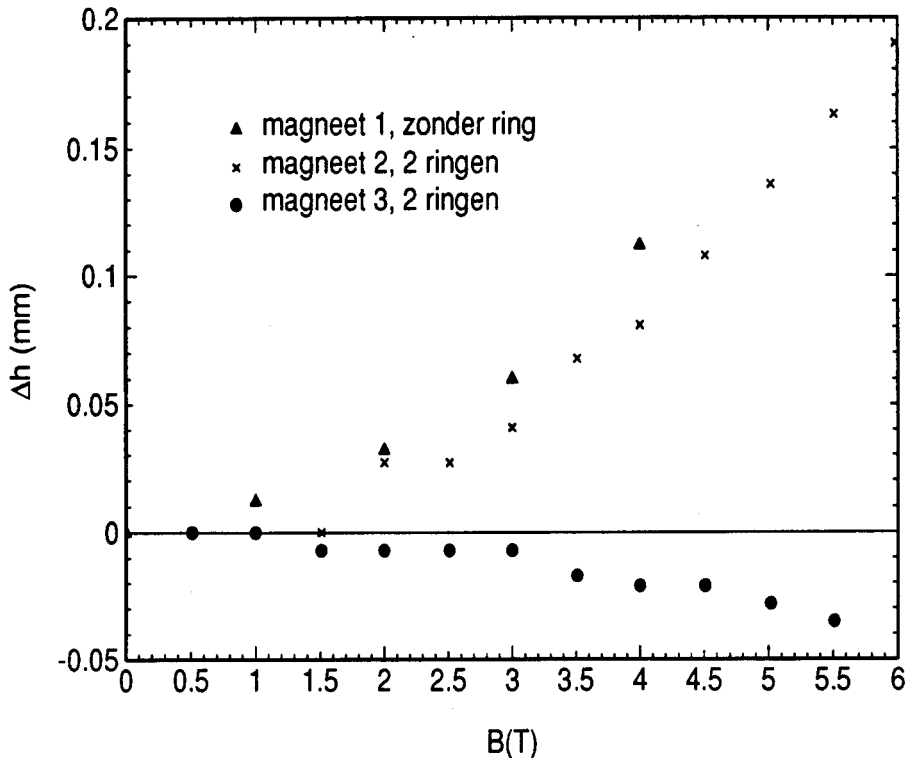
Uit de metingen blijkt dat de reductie in de hoogtestijging na het monteren van ring 1 slechts ongeveer 10% is in plaats van de verwachtte 66%. De oorzaak hiervan is waarschijnlijk de 2 mm vrije ruimte tussen de rand van de experi-



Figuur 4.1: De gemeten hoogtestijging van het helium boven de middenelectrode als functie van B, voor magneet 2. De krommen geven de berekende hoogtestijgingen voor R=19 mm en R=11 mm.



Figuur 4.2: De door de fabrikant meegeleverde veldprofielen als functie van z in het centrum van de magneet voor de drie magneten.



Figuur 4.3: De gemeten hoogteverandering van het helium boven de middenelectrode voor de drie magneten. Magneet 1 zonder ring, magneten 2 en 3 met ring 1 en ring 2.

menteerruimte en ring 1. (Deze ruimte is vrijgelaten om het mogelijk te maken de experimenteelcel te kantelen met behulp van de stelveer.) Dit is als volgt in te zien. De kracht op het helium is evenredig met B^2 , en het magneetveld is evenredig met r^2 (zie vgl. 3.7 dus juist voor grote radiële afstand werkt de grootste kracht op het helium. Het helium aan de rand wordt dus het sterkste naar beneden geduwd, waardoor het niveau in het centrum stijgt. De vrije ruimte doet het effect van de ring dus vrijwel geheel teniet.

Om de hoogtestijging verder te reduceren is daarom ook deze vrije ruimte opgevuld met ring 2. De maximale hoogtestijging wordt nu met 40% gereduceerd, zoals zichtbaar is in figuur 4.1. Het verschil tussen de gemeten punten en de berekende curve voor $R=11$ mm is waarschijnlijk te wijten aan de 20 gaten die in ring 1 zijn geboord voor de doorvoer van de (coax)-kabels, in deze gaten werkt nog steeds een kracht op de vloeistof.

De tweede verbetering die is aangebracht om de hoogteverandering te beperken is het vervangen van de supergeleidende magneet door een nieuwe, magneet 2, die bovendien een maximaal veld van 6 tesla kan leveren. De nieuwe magneet zou binnen 0,1% homogeen zijn in een bolletje met een diameter van 10 mm in het hart. Magneet 1 was volgens de specificaties homogeen binnen 0,6% binnen hetzelfde bolletje. Maar uit het meegeleverde berekende veldprofiel (zoals uitgezet is in figuur 4.2 voor de drie magneten) van magneet 2 bleek dat $a_2 = 200 \text{ m}^{-2}$, terwijl $a_1=137 \text{ m}^{-2}$, dat wil zeggen dat de homogeniteit van magneet 2 zelfs slechter is dan van magneet 1. (De waarden van a_1 en a_2 zijn bepaald uit

de profielen uit figuur 4.2 en vgl. 3.6.) Dat de homogeniteit van magneet 2 inderdaad slechter is dan van magneet 1 blijkt ook uit het feit dat de gemeten hoogteverandering boven de middenelectrode voor magneet 2 groter is dan voor magneet 1, zie figuur 4.3.

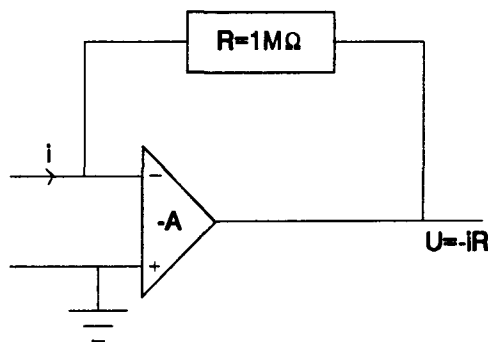
Magneet 2 is daarom vervangen door magneet 3, waarvan het berekende veldprofiel ook is weergegeven in figuur 4.2. Dit veldprofiel is niet parabolisch, hetgeen het gevolg is van een andere manier van wikkelen om de gewenste homogeniteit te bereiken. Het is nu dus niet mogelijk om een waarde voor a te bepalen met behulp van formule 3.6. In de figuur is wel zichtbaar dat de homogeniteit van magneet 3 in het centrum beter is dan voor magneten 1 en 2. Bovendien treedt in het centrum geen maximaal magneetveld op, maar een lokaal minimum. Dit is ook in de hoogtemeting boven de middenelectrode zichtbaar, voor toenemend magneetveld neemt de heliumhoogte nu af boven de middenelectrode, zie ook figuur 4.3. Het feit dat de hoogte voor magneet 3 afneemt als functie van het magneetveld heeft tot gevolg dat het niet meer nodig is om na het bereiken van een verzadigde electronendichtheid de plaatspanning verder op te draaien om zo te voorkomen dat er tijdens de magneetveld sweep electronen verloren gaan. Uit figuur 4.3 blijkt verder ook duidelijk dat de absolute waarde van de hoogteverandering voor magneet 3 het kleinste is. De maximale hoogteverandering is $-0,04$ mm voor $5,5$ T tegenover $0,16$ mm voor magneet 2.

4.2 Nieuwe stroom-spanningsomzetter

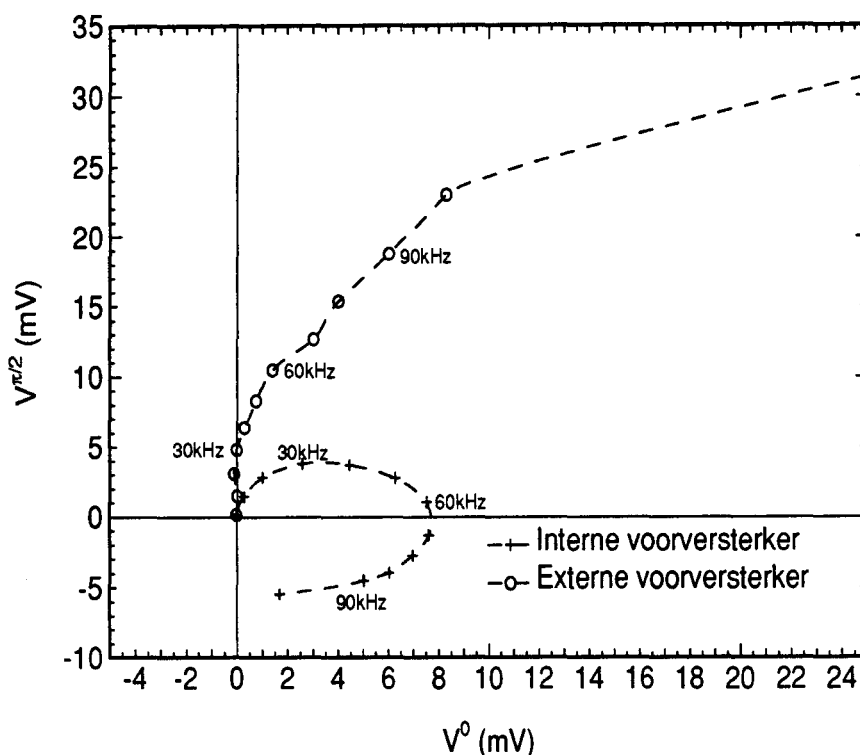
Zoals ook al is gezegd in § 3.2.1 is in het verleden gebleken dat de interne stroom-spanningsomzetter van de lock-in's aanleiding gaf tot fasedraaiingen die konden oplopen tot meer dan $\pi/2$ rad. Ook de versterkingsfactor was niet frequentieonafhankelijk.

Om dit te verbeteren is een externe stroom-spanningsomzetter gebouwd, bestaande uit een OPA 627 versterker en een $1\text{ M}\Omega$ terugkoppelingsweerstand, zie figuur 4.4. Zoals weergegeven in de figuur wordt de uitgangsspanning gegeven door $-iR$, de schakeling heeft dus een versterkingsfactor van 10^6 V/A, en geeft een fasedraaiing van π radialen.

In figuur 4.5 staat het resultaat uit van een ijking van zowel de interne stroomversterker als de nieuwe, externe stroomversterker. Om de versterkers te ijken is voor verschillende frequenties ($1\text{kHz} \leq f \leq 100\text{kHz}$) V^0 en $V^{\pi/2}$ gemeten van een ijkcaciteit van ongeveer 10 fF bestaande uit twee parallelle draden. Voor de nieuwe versterker zijn de metingen gecorrigeerd door de fase π radialen te draaien. Aangezien er slechts aan een capaciteit gemeten wordt is de verwachting dat V^0 gelijk is aan nul. Uit figuur 4.5 blijkt dat de interne



Figuur 4.4: Schema van de nieuwe stroom-spanningsomzetter.



Figuur 4.5: Ijkmeting aan een ijkcaciteit voor de interne lock-in voorversterker en de nieuwe externe voorversterker voor verschillende frequenties.

voorversterker zeer grote fasedraaiingen geeft en ook dat de versterkingsfactor bij het toenemen van de frequentie sterk afneemt. Reeds bij 30 kHz treedt een aanzienlijke fasedraaiing op. Voor de nieuwe versterker is de situatie aanzienlijk verbeterd, voor $f=30\text{kHz}$ wordt nog steeds vrijwel alleen de imaginaire component van de spanning gemeten. Voor $f \geq 60\text{kHz}$ treden grotere fasedraaiingen op.

4.3 Symmetrie van het 2DEG

Bij de afwezigheid van een magneetveld is de verwachting dat de electronendichtheid over het hele 2DEG symmetrisch is. Om te controleren in hoeverre dit het geval is, zijn I^0 en $I^{\pi/2}$ tussen de verschillende elektroden bij de afwezigheid van een magneetveld. In het geval van een volledig symmetrische situatie moeten I^0 en $I^{\pi/2}$ tussen de excitatie-elektrode en de twee symmetrische ten opzichte daarvan liggende elektroden gelijk zijn. Dus als elektrode 1 wordt geëxciteerd moet het signaal op elektrode 3 gelijk zijn aan het signaal op elektrode 7. Verder moet het ook niet uitmaken welke elektrode geëxciteerd wordt. In [14] is gevonden dat dit voor de oude experimenteer cel niet het geval was, er worden zeer grote verschillen gevonden, oplopend tot een factor 7 voor I^0 . De oorzaak hiervoor werd toegeschreven aan de inhomogeniteiten in het elektrische veld in de experimenteer cel ten gevolge van het grote gat in de bovenplaat voor het gloeidraadje. In de nieuwe experimenteer cel komen de

gevonden waarden voor I^0 en $I^{\pi/2}$ net niet binnen de onnauwkeurigheden met elkaar overeen, maar de verschillen zijn veel kleiner dan in de oude experimenteelcel, zie [16]. Dit is waarschijnlijk het gevolg van het feit dat het gat in de bovenplaat nu veel kleiner is en boven de guardring zit waardoor het verder weg is geplaatst van de electronenplas. Wel treedt bij de metingen uit [16] een kleine, ergens uit het systeem afkomstige negatieve fase draaiing op, waardoor een negatieve waarde voor I^0 gemeten wordt. Hoe groot deze fase draaiing is, is te bepalen door te meten voor zeer grote dichtheden, dan is namelijk de weerstand van het 2DEG te verwaarlozen en zou alleen een capacatieve koppeling gemeten moeten worden, met andere woorden de admittantie moet zuiver imaginair zijn. De fase draaiing die dan gevonden wordt is dus afkomstig uit het meetsysteem. Deze fase draaiing is van de orde van enkele honderdsten radialen.

In het verleden waren er problemen, vooral bij lage temperaturen, om metingen te reproduceren, omdat het zeer moeilijk was de electronendichtheid te reproduceren. In de huidige opstelling reproduceren de metingen op verschillende dagen zeer goed. De verbeterde symmetrie volgt ook uit het feit dat metingen ook reproduceren als bijvoorbeeld electrode 3 wordt geëxciteerd en wordt gemeten op electrode 1 in plaats van electrode 1 te exciteren en te meten op electrode 7.

HOOFDSTUK 5

DISPERSIERELATIE

Zoals al beschreven is in § 2.3.2 bestaan er verschillende theorieën voor de dispersierelatie van de randgolven. Afleidingen van Jacobs en Shikin leiden tot vgl 2.24 voor de golfvector k_{\parallel} , terwijl de afleiding van Volkov & Michailov voor het geval van een inhomogeen dichtheids- en capaciteitsprofiel aan de rand van de electronenplas voor het reële deel van k_{\parallel} slechts de tweede term van deze vergelijking oplevert. In dit hoofdstuk wordt onderzocht of er wel of geen eerste term van de dispersierelatie bestaat.

Dit wordt experimenteel onderzocht door bij verschillende temperaturen de fase als functie van het magneetveld te meten, op de tegenover de excitatie electrode gelegen electrode. De eerste term van k_{\parallel} , $(1-j)/\delta_{\parallel}$, is namelijk temperatuurafhankelijk, want $\delta_{\parallel} \propto \rho_{xx}^{-1/2}$. De tweede term, $a\rho_{xy}\omega C_h$, is temperatuuronafhankelijk in het klassieke Drude model, en zeer zwak temperatuurafhankelijk in het quantummechanische model, zie figuur 2.3.

In de oude experimenteer cel met de oude electroden geometrie zijn deze metingen reeds uitgevoerd door J. Nijs voor $T=1,93$ K en $T=1,57$ K. De onnauwkeurigheid in deze data was echter te groot om een conclusie te kunnen trekken over het al dan niet bestaan van de eerste term. Daarom zijn deze metingen voor drie temperaturen overgedaan in de verbeterde opstelling en met de nieuwe, meer symmetrische electroden geometrie.

In § 5.1 worden de experimentele resultaten besproken. Omdat het numerieke programma om de diffusievergelijking 2.21 op te lossen convergentie problemen geeft voor $B > 4$ T, wordt het perimetermodel gebruikt om de experimentele resultaten te toetsen aan een model. In § 5.2 worden de resultaten van het perimetermodel besproken. Deze worden in § 5.3 vergeleken met de metingen en in § 5.4 worden de conclusies nogmaals samengevat en wordt een discussie van de resultaten gegeven.

5.1 Experimentele resultaten

De metingen worden uitgevoerd bij drie temperaturen ($T=2,0$ K, $T=1,6$ K, $T=1,4$ K) en drie frequenties ($f=20,3$ kHz, $f=40,9$ kHz en $f=61,3$ kHz). Deze negen metingen worden vanaf nu aangeduid als meting a,b,c,...i. In tabel 5.1 staat welke parameters bij deze aanduidingen horen. Behalve de temperatuur en de frequentie is ook de mobiliteit μ [2] en δ_0 (berekent met vgl. 2.26) gegeven. Verdere experimentele gegevens: $V_{\text{plaat}}=-5,0$ V ; $V_{\text{guard}}=-15,0$ V ; $V_{\text{ex}}=150$ mV ; $d_1=0,98$ mm. Hieruit volgt $n=3,00 \cdot 10^{11}$ m⁻² en $R_{\text{plas}}=5,83$ mm.

Tabel 5.1: Parameters voor de meetseries a t/m i uit deze paragraaf.

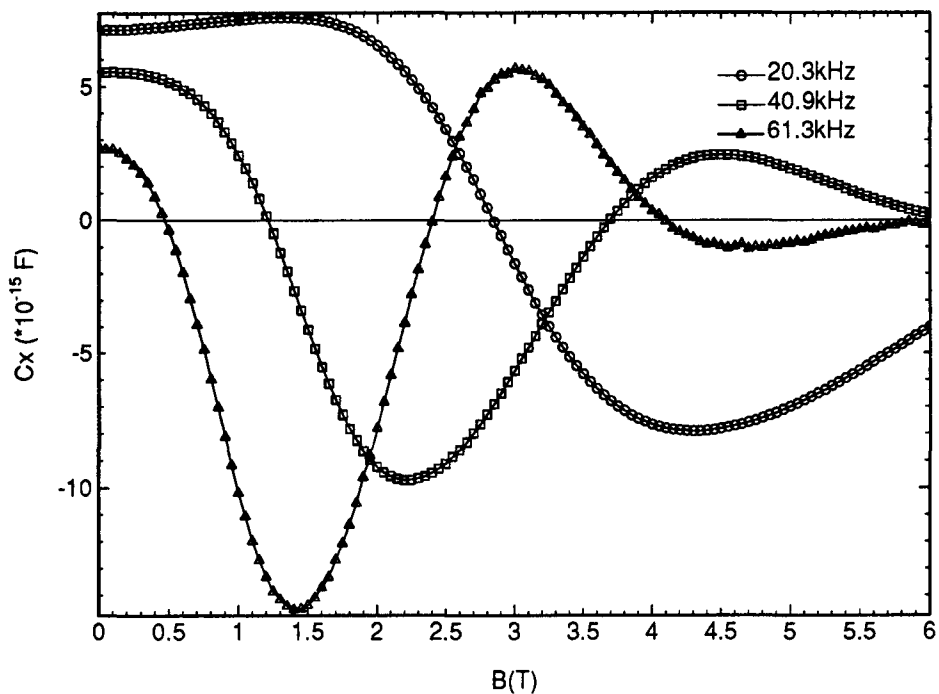
	T (K)	f (kHz)	μ ($\text{m}^2\text{V}^{-1}\text{s}^{-1}$)	δ_0 (mm)
a	2,0	61,3	1,7	5,5
b	1,6	61,3	6,2	10,1
c	1,4	61,1	13,0	15,2
d	2,0	40,9	1,7	6,7
e	1,6	40,9	6,2	12,4
f	1,4	40,9	13,0	18,6
g	2,0	20,3	1,7	9,5
h	1,6	20,3	6,2	18,3
i	1,4	20,3	13,0	26,4

Voordat de uiteindelijke fase- en amplitude karakteristieken gegeven worden, wordt aan de hand van de metingen bij $T=2,0$ K beschreven hoe uit de kale meetdata tot het uiteindelijke resultaat wordt gekomen. Uit de gemeten stromen I^0 en $I^{n/2}$ kunnen G en C berekend worden volgens vgl 3.1, en hieruit G_x en C_x na aftrekken van de vooraf bepaalde C_0 en G_0 . In de figuren 5.1 en 5.2 staan C_x en G_x uit als functie van B . Het is ook mogelijk beide componenten tegelijk uit te zetten in een zogenaamd polair diagram. Hierbij is het gebruikelijk om G uit te zetten als functie van ωC (zie figuur 5.3), maar soms vindt men ook G/ω tegen C .

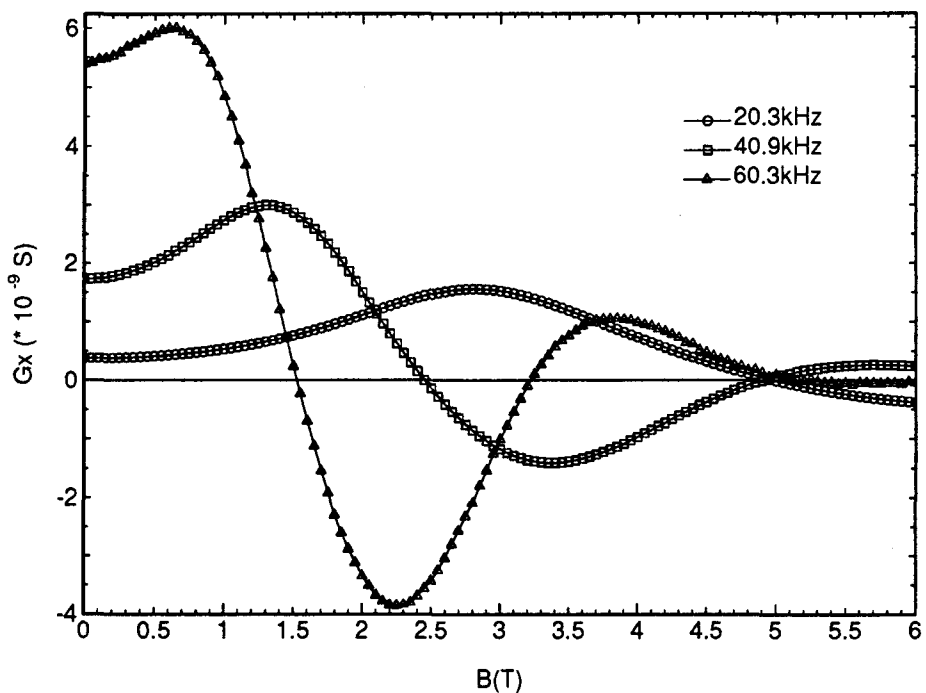
De fase en amplitude worden berekend met behulp van de vergelijkingen 3.2 en 3.3. De fasekarakteristieken voor de 9 situaties uit tabel 5.1 staan uit in figuur 5.4. De amplitude-karakteristieken zijn voor de duidelijkheid per temperatuur in een aparte figuur uitgezet, figuur 5.5, 5.6 en 5.7.

De vorm van de gemeten fase- en amplitude zal beschreven en verklaard worden aan de hand van meting (a).

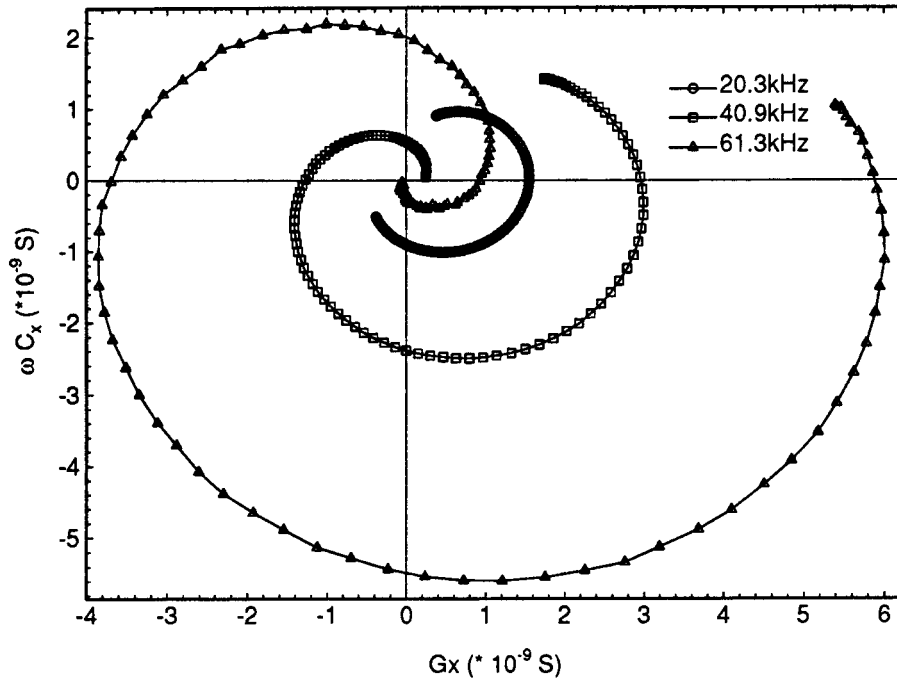
De amplitude neemt eerst toe als functie van B , bereikt een maximum waarna de amplitude weer afneemt. De oplopende tak kan kwalitatief als volgt verklaard worden. Indien de weerstand van het 2 DEG te verwaarlozen is, is er een zuiver capacitieve koppeling tussen de excitatie- en meetelectrode, zie figuur 2.7. Het vervangingsschema kan dan weergegeven worden zoals in figuur 5.8. Hierin zijn C_{ex} en C_{meet} de capaciteit tussen de electronenlaag en respectievelijk de excitatie- en meetelectrode. C_{plas} is de totale capaciteit van de electronenlaag met de onder- en bovinelectrode, C_{rest} is $C_{\text{plas}} - C_{\text{ex}} - C_{\text{meet}}$. De potentiaal van de electronenplas in het geval dat de weerstand van de electronenplas verwaarloosbaar is, noemt men V_0 en wordt gegeven door een capacitieve



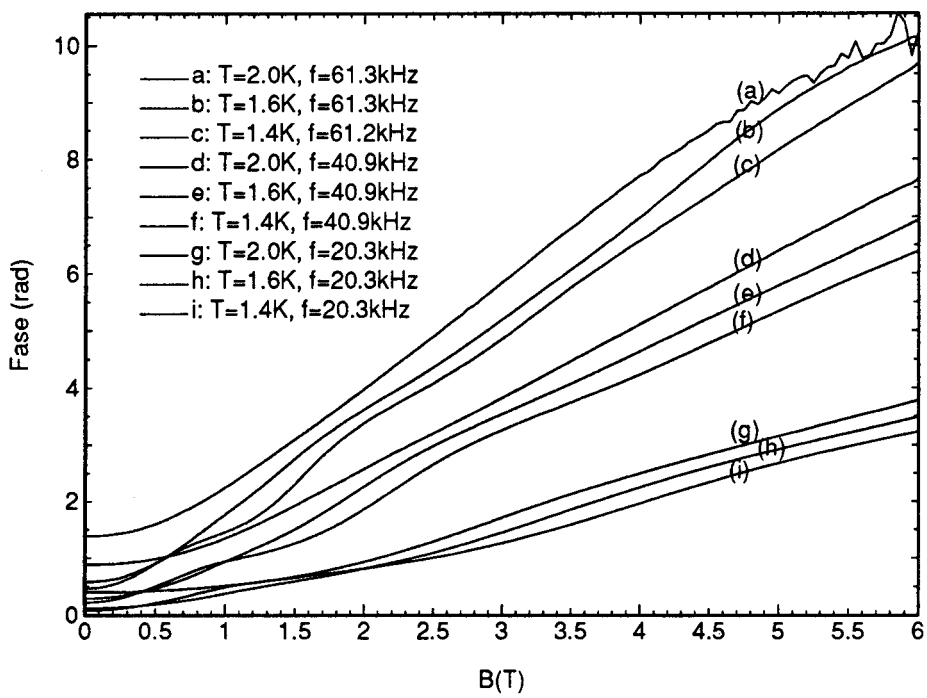
Figuur 5.1: Gemeten C_x voor drie frequenties bij $T=2,0$ K. $V_p=-5,0$ V; $V_g=-1,67$ V; $d_i=0,98$ mm, $n=3,0 \cdot 10^{11}$ m $^{-2}$.



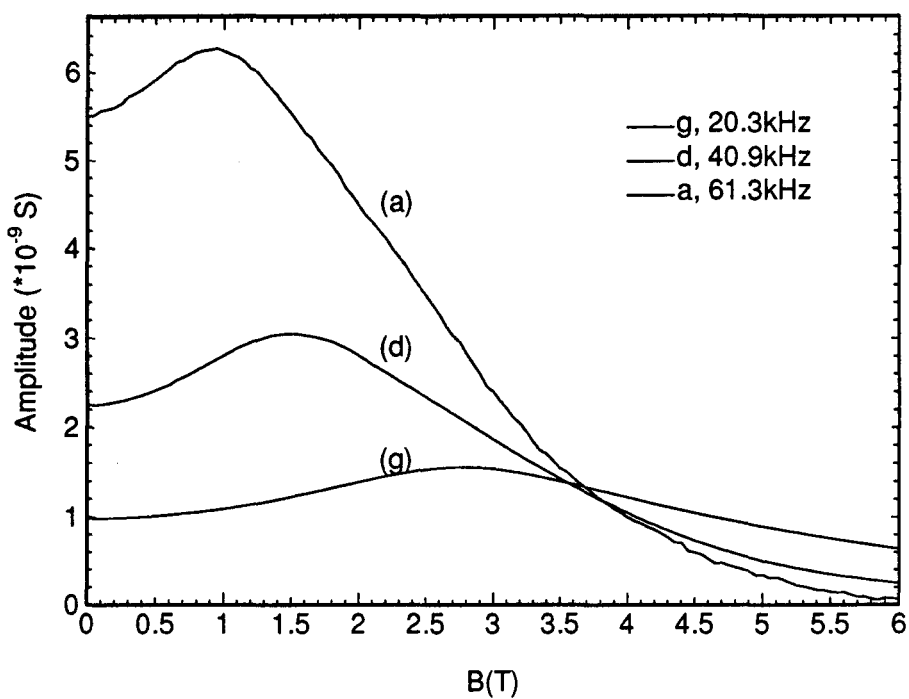
Figuur 5.2: Gemeten G_x voor drie frequenties bij $T=2,0$ K. Andere parameters als in figuur 5.1.



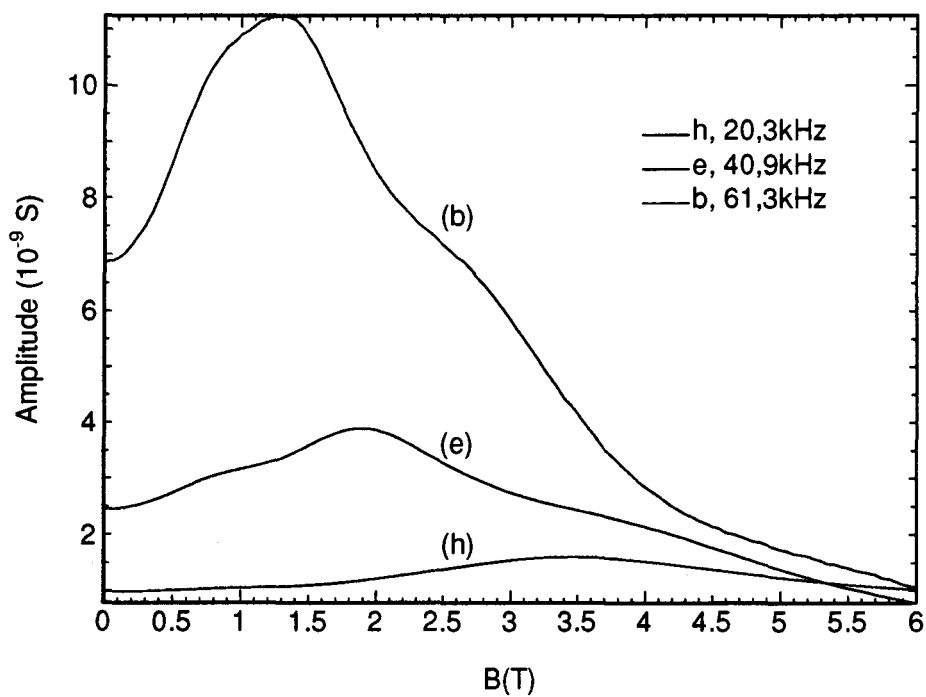
Figuur 5.3: Argand-diagram voor de metingen uit figuur 5.1 en 5.2.



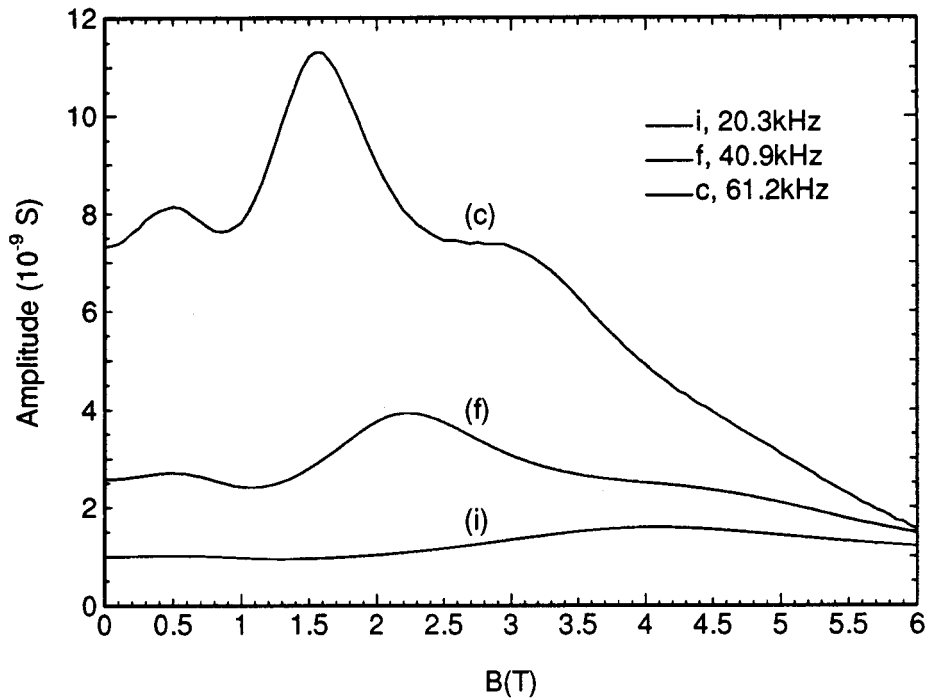
Figuur 5.4: Gemeten fase voor drie temperaturen en drie frequenties.



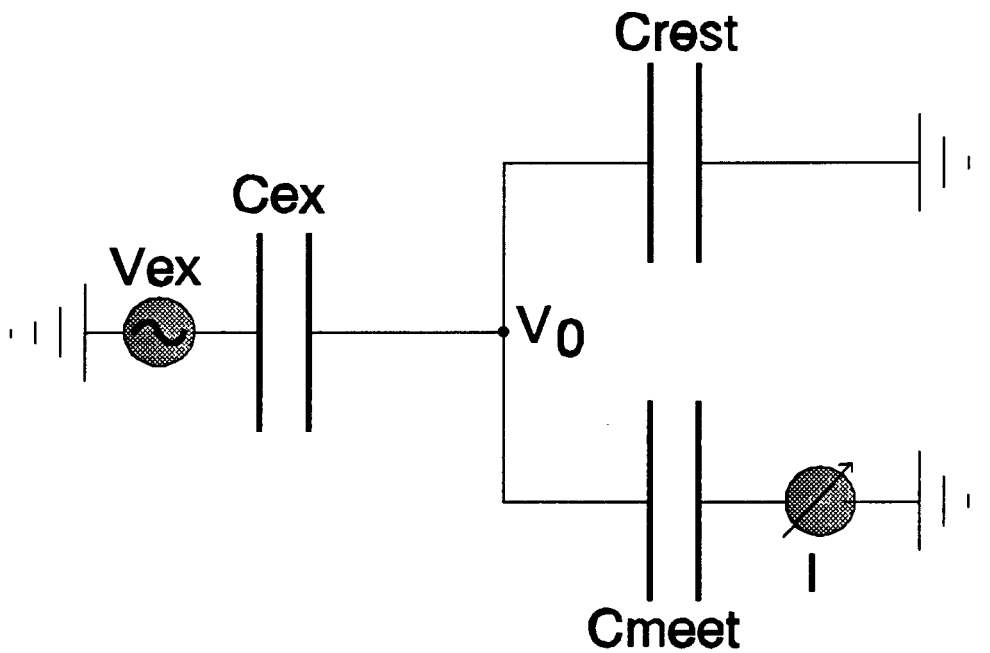
Figuur 5.5: Gemeten amplitude voor $T=2,0$ K voor de zelfde parameters als figuur 5.1.



Figuur 5.6: Gemeten amplitude voor $T=1,6$ K, zelfde parameters als figuur 5.1.



Figuur 5.7: Gemeten amplitude voor $T=1,4$ K, zelfde parameters als figuur 5.1.



Figuur 5.8: Vervangingsschema van het 2DEG indien de weerstand van het electronengas te verwaarlozen is.

ve spanningsdeler indien $C_{meet}, C_{ex} \ll C_{plas}$:

$$V_0 = V_{ex} \frac{C_{ex}}{C_{plas}} = \frac{\int \int \gamma C(x,y) dA}{\int \int C(x,y) dA} \quad (5.1)$$

Voor toenemend B-veld wordt δ_{\perp} kleiner (de golf wordt smaller) waardoor C_{rest} (dus C_{plas}) kleiner wordt. De capaciteit is namelijk evenredig met het oppervlak. Zolang δ_{\perp} groter is dan de afstand waarover de meetelectrode in de electronenplas steekt, is C_{meet} constant en neemt de amplitude van het gemeten signaal toe omdat V_0 toeneemt.

Er zijn twee bijdragen die leiden tot het afnemen van de amplitude. Op het moment dat δ_{\perp} kleiner wordt dan de afmeting van de electrode, neemt het signaal af omdat de capacitieve koppeling tussen de electronenplas en de electrode evenredig is met het oppervlak, dus C_{meet} neemt af. De tweede bijdrage is de demping van de randgolf die zich evenwijdig aan de rand voortplant. De dempingslengte δ_{\perp} is evenredig met $\rho_{xx}^{-1/2}$. Volgens figuur 2.2 neemt de demping dus voor toenemend B-veld toe. Voor hogere frequenties verschuift het maximum naar lagere B-velden, omdat δ_{\perp} evenredig is met $\omega^{-1/2}$. Het magneetveld waarvoor het maximum in de amplitude optreedt wordt aangeduid met $B=B^*$ en is te beschouwen als een maat voor het magneetveld vanaf welk sprake is van een randgolf. Eigenlijk is er al sprake van een randgolf vanaf $\mu B \approx 1$, maar de randgolf is pas goed te detecteren vanaf het maximum in de amplitude.

De fase neemt vanaf $B=B^*$ vrijwel lineair toe met het magneetveld. De fase is namelijk evenredig met k_{\perp} .s. $k_{\perp} \propto \rho_{xy} \propto B$ omdat de eerste term van 2.24 veel minder magneetveldafhankelijk is dan de tweede term.

Op het gedrag zoals beschreven is voor de meting met $T=2,0$ K en $f=61,3$ kHz is voor de lage temperaturen en hoge frequenties (vooral metingen b,c,e,f) een verstoring gesuperponeerd. Een mogelijke verklaring voor dit gedrag is het optreden van een interferentie of resonantie effect. Indien de temperatuur verlaagd wordt neemt de mobiliteit toe en neemt ook de dempingslengte δ_{\perp} toe. Als δ_{\perp} van dezelfde orde wordt als de omtrek van de electronenplas kan er een interferentie gaan optreden doordat de golf na één rondgang niet is uitgedempt. Hiervan wordt in de mengkoeler gebruik gemaakt om resonantie experimenten uit te kunnen voeren. De laagst haalbare temperaturen in deze opstelling zijn te hoog om een duidelijke resonantiepiek te realiseren, maar er is wel een begin van de resonantie zichtbaar.

Nadat in de volgende paragraaf de berekeningen met het perimetermodel zijn beschreven, worden deze in § 5.3 vergeleken met de metingen en dan wordt de temperatuur- en frequentie afhankelijkheid beschreven.

5.2 Resultaten perimetermodel

Alvorens wordt ingegaan op de resultaten van de berekeningen met het perimetermodel, is het zinvol nogmaals te realiseren wat de onvolledigheden van dit model zijn. Het is een 1 dimensionaal model, het beschrijft alleen een golf die zich langs de rand voortplant. Er is geen component van de golf die zich loodrecht op de rand voortplant. Het ontstaan van de randgolf en het smaller worden ervan met toenemend magneetveld wordt niet door het model beschreven.

Voordat de resultaten van de berekeningen van de fase en amplitude als functie van het magneetveld worden gegeven, is het inzichtelijk het gedrag als functie van de coördinaat s langs de perimeter te bekijken.

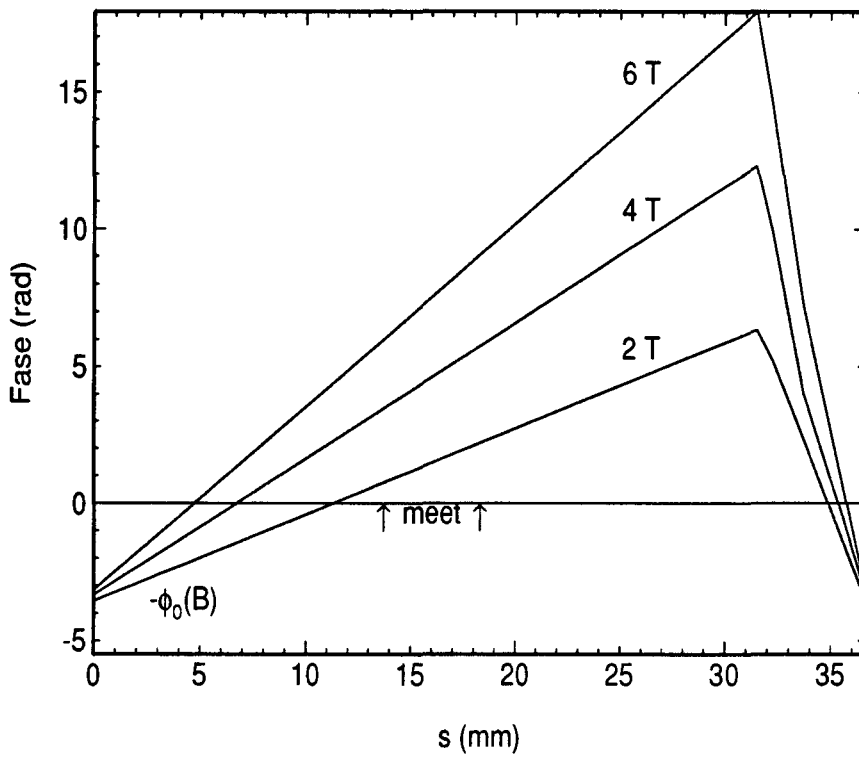
In figuur 5.9 staat de berekende fase langs de perimeter uit voor een electronenlaag met $R_{\text{plas}}=5,83$ mm. De fase begint voor $s=0$ mm negatief, $\phi(s=0) = -\phi_0(B)$ en neemt dan lineair toe met s . De fase als functie van s berekend met het perimetermodel wordt gegeven door:

$$\phi(s) = -\phi_0(B) + \text{Re}(k_1) \cdot s \quad (5.2)$$

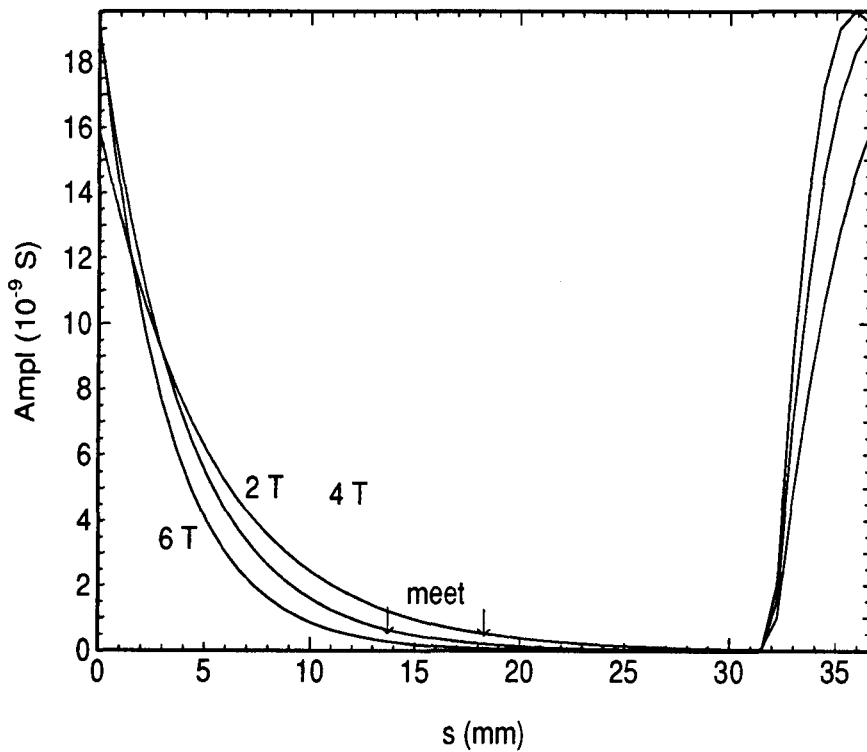
De amplitude neemt vanaf $s=0$ exponentieel af met s , de demping wordt groter met toenemend magneetveld, zie figuur 5.10. Dit gedrag van de fase en amplitude als functie van s is aan de rand van de electronenlaag ook met behulp van numerieke berekeningen gevonden [6].

Voor de berekening van de fase op electrode 5 wordt gemiddeld over de lengte van de electrode. De fase als functie van het magneetveld is berekend voor de parameters van meting a tot en met i , de resultaten zijn weergegeven in figuur 5.11. Voor magneetvelden kleiner dan 0,5 tesla zijn de resultaten niet weergegeven omdat de gebruikte vergelijkingen 2.8 en 2.9 voor σ_{xx} en σ_{xy} niet meer geldig zijn. Uit figuur 5.11 blijkt dat op electrode 5 nog negatieve fasedraaiingen kunnen optreden, vooral voor de laagste frequentie. Dit is in overeenstemming met figuur 5.9, de richtingscoëfficiënt van de krommen uit deze figuur neemt namelijk toe met ω . Deze negatieve fase is ook experimenteel gevonden in [17].

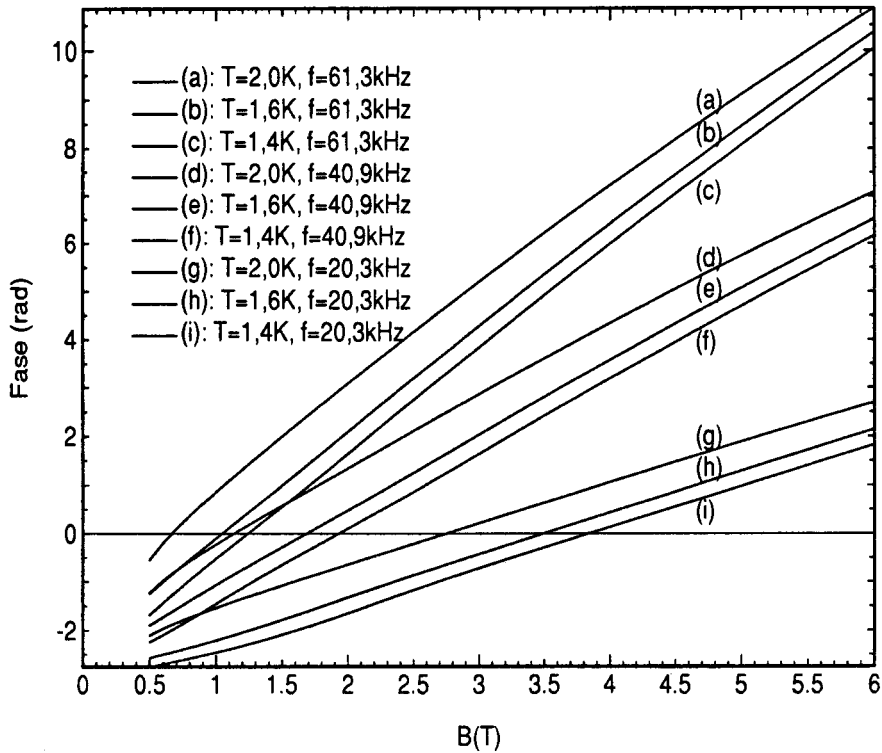
De berekende amplitude is analoog aan de metingen per temperatuur weergegeven, in figuur 5.12 tot en met 5.14. Voor $T=1,6$ K en $T=1,4$ K is een maximum in de amplitude waar te nemen. Dit maximum heeft een andere herkomst dan de gemeten maxima zoals beschreven in § 5.1. Het smaller worden van de randgolf is namelijk een effect dat niet is opgenomen in het perimetermodel. De berekende maxima tonen het begin van een resonantie, de dempingslengte wordt zodanig groot dat de randgolf na een omtrek afgelegd te hebben nog niet volledig is uitgedempt. Dat het berekende maximum inderdaad een gevolg is van een resonantie effect kan nagegaan worden door het magneetveld te berekenen waarvoor aan de resonantievoorwaarde is voldaan. Resonantie treedt op als de golflengte een geheel aantal malen in de omtrek past. In de figuren 5.13 en 5.14 is dit magneetveld met een pijl aangegeven, en de maxima treden inderdaad op bij deze magneetvelden.



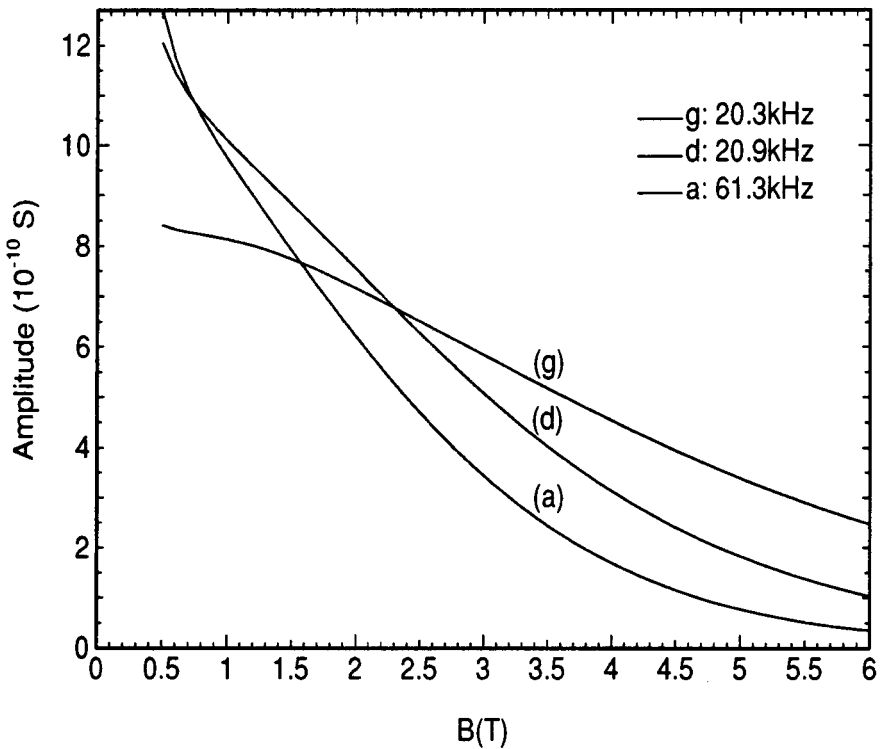
Figuur 5.9: Fase langs de perimeter voor verschillende magnetevelden berekend met het perimetermodel. De pijlen geven de positie van electrode 5 weer. Situatie (d): $f=40,9$ kHz, $T=2,0$ K



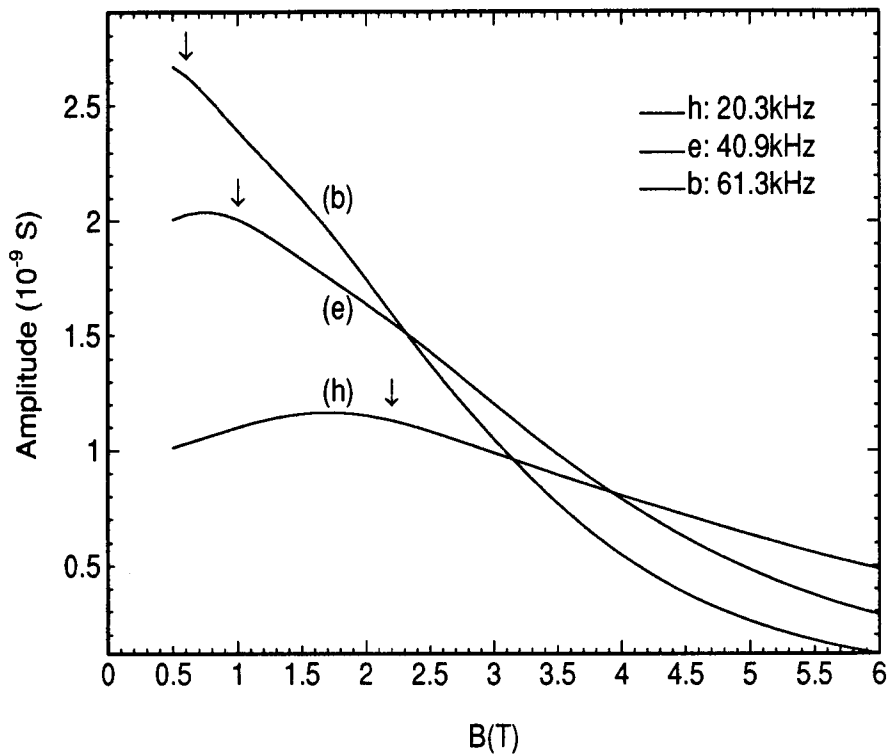
Figuur 5.10: Amplitude langs de perimeter berekend met het perimetermodel. Zelfde parameters als figuur 5.9.



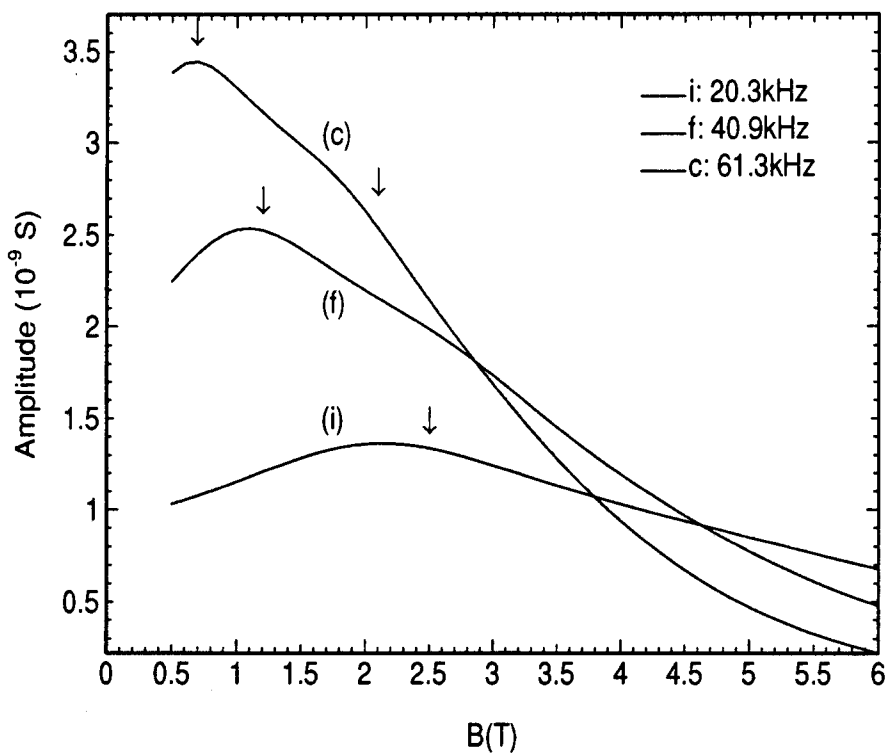
Figuur 5.11: Met het perimetermodel berekende fase op electrode 5 voor de parameters uit tabel 5.1.



Figuur 5.12: Met het perimetermodel berekende amplitude op electrode 5 voor $T=2,0\text{ K}$.



Figuur 5.13: Met het perimetermodel berekende amplitude op electrode 5 voor $T=1,6$ K. De pijlen geven het magneetveld waarvoor aan de resonantievoorwaarde is voldaan.



Figuur 5.14: Met het perimetermodel berekende amplitude op electrode 5 voor $T=1,4$ K. De pijlen geven het magneetveld waarvoor aan de resonantievoorwaarde is voldaan.

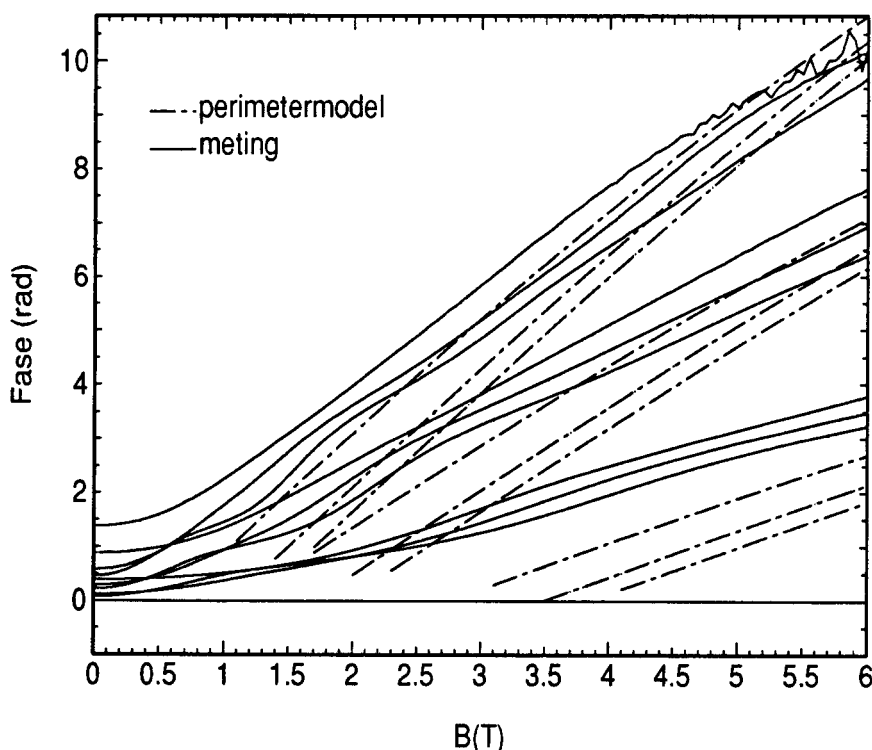
5.3 Vergelijking experiment en perimetermodel

Uit de gemeten fasekarakteristieken van figuur 5.4 blijkt voor hoge magneetvelden een temperatuurafhankelijkheid van de fase. Voor $B > B^*$ valt de gemeten fase voor dezelfde frequentie maar verschillende temperaturen niet samen. ($B = B^*$ is het magneetveld waarvoor het maximum in de amplitude optreedt, vanaf dit magneetveld is de randgolf gevormd en is de fase evenredig met $\text{Re}(k_1)$ en dus met ρ_{xy} .)

In figuur 5.15 is de gemeten fase samen met de berekende fase uitgezet, waarbij de berekende fase alleen is gegeven voor $B > B^*$. De met het perimetermodel berekende fase, waarbij voor k_1 vgl. 2.24 is gebruikt, geeft hetzelfde verband te zien: De drie sets krommen behorende bij de verschillende frequenties liggen duidelijk gescheiden, de hoogste frequentie geeft de grootste fase-draaiingen. Voor de drie frequenties is het gedrag als functie van de temperatuur identiek: de hoogste temperatuur geeft de grootste fase-draaiingen.

De berekende en gemeten fase-draaiingen zijn van dezelfde orde-grootte, de richtingscoëfficiënt van de berekende krommen is echter iets groter dan volgt uit de metingen. Het feit dat er geen negatieve fase is gemeten op electrode 5 is niet in tegenspraak met de berekende fase-draaiingen, voor $B > B^*$ volgen ook uit de berekeningen geen negatieve fase-draaiingen.

De veronderstelling dat de in § 5.1 beschreven verstoring die op de gemeten fase en amplitude is gesuperponeerd het gevolg is van een beginnende resonan-



Figuur 5.15: Gemeten en met het perimetermodel berekende fase op electrode 5, uit de figuren 5.4 en 5.11. De berekende fase is alleen weergegeven voor $B > B^*$.

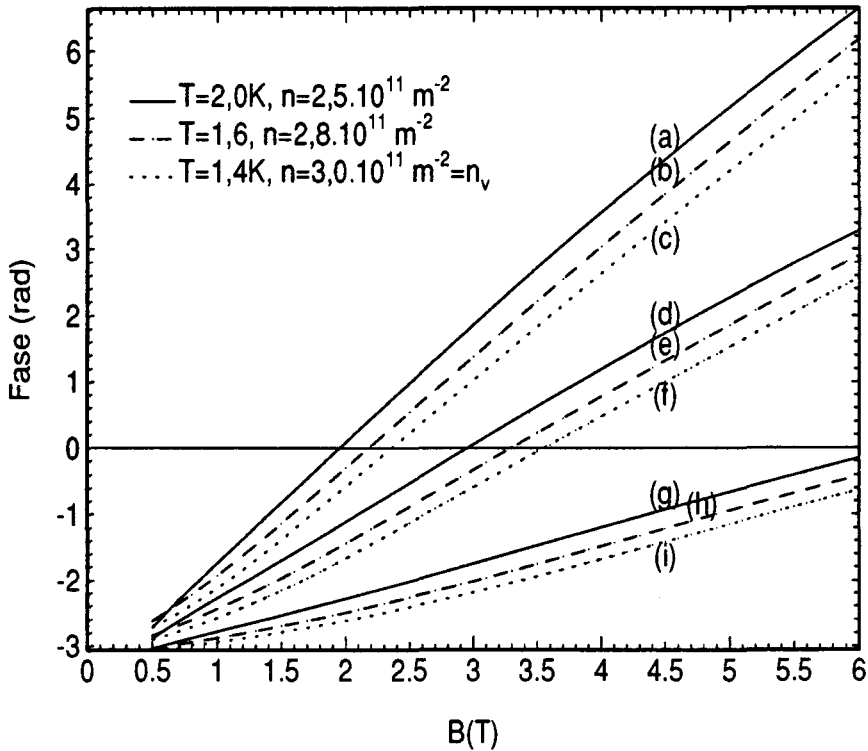
tie wordt door de berekeningen uit § 5.2 ondersteund. Voor de krommen b,c,e,f, waar de gemeten verstoring het duidelijkst waarneembaar is (vooral in de amplitude), vertonen ook de berekende amplituden een maximum. Zoals in § 5.2 is aangetoond is dit maximum het gevolg van een beginnende resonantie. De berekende maxima treden wel op voor kleinere magneetvelden dan de interferentie maxima in de gemeten amplituden. Dit betekent waarschijnlijk dat voor de berekeningen een van de termen uit k_1 verkeerd is gekozen, het meest waarschijnlijke is een verkeerde dichtheid of constante a . De berekende resonantiemaxima voor de krommen h en i zijn in de metingen niet waarneembaar omdat ze zeer onscherp zijn.

5.4 Conclusies en Discussie

Uit de gemeten fase karakteristieken volgt een temperatuurafhankelijkheid van de dispersierelatie. Deze temperatuurafhankelijkheid wordt door de berekeningen met het perimetermodel gereproduceerd indien voor k_1 vgl. 2.24 wordt ingevuld. De richtingscoëfficiënt van de berekende fasekarakteristieken is iets groter dan van de gemeten krommen, de grootte-orde van de berekende fasedraaiingen komt wel overeen met de metingen. Ook de grootte-orde van de temperatuurafhankelijkheid bij één frequentie wordt door de berekeningen gereproduceerd. Hieruit kan geconcludeerd worden de dispersierelatie wèl een temperatuurafhankelijke term bevat en dat vgl. 2.24 voor hoge magneetvelden geldig is.

Zeer recentelijk zijn de convergentie problemen van het programma waarmee de diffusievergelijking 2.21 kan worden opgelost verholpen. De eerste hiermee verkregen resultaten geven fasedraaiingen te zien die onafhankelijk zijn van de temperatuur [18]. Deze resultaten zijn dus in tegenspraak met de hier verkregen resultaten. Voor de hierboven gegeven conclusies is dan ook voorzichtigheid geboden.

Bij de experimenten is de electronendichtheid een parameter die nog niet volledig onder controle is. Er is geen methode om de dichtheid te meten, de procedure die altijd gevolgd wordt is de volgende. Voor een bepaalde potentiaal van de bovenplaat V_{bp} is de verzadigde electronendichtheid te berekenen uit vgl. 2.13. Het sproeien van de electronen voorafgaande aan een experiment wordt zo vaak herhaald dat de gemeten stromen niet meer veranderen. We nemen aan dat voor deze situatie de dichtheid gelijk is aan de verzadigingsdichtheid gegeven door vgl. 2.13. In de praktijk treden regelmatig problemen op bij het sproeien van de electronen, soms moet zelfs enige tientallen malen gesproeid worden voordat de dichtheid niet meer veranderd. De indruk bestaat hierbij dat de verzadigingsdichtheid sneller bereikt wordt naarmate de temperatuur lager is. Uit het feit dat voor verschillende meetdagen de metingen zeer goed reproduceerbaar zijn kan echter geconcludeerd worden dat de uiteindelijk bereikte dichtheid wel reproduceerbaar is. Er is echter geen zekerheid dat de bereikte dichtheid ook werkelijk gelijk is aan de verzadigingsdichtheid, even-



Figuur 5.16: Met perimetermodel berekende fase, met slechts de tweede term uit de dispersierelatie. Voor de verschillende temperaturen zijn andere dichtheden aangenomen.

min staat vast dat bij de verschillende temperaturen dezelfde dichtheid wordt bereikt.

De gemeten fasedraaiingen zijn afhankelijk van de electronendichtheid omdat ρ_{xx} en ρ_{xy} afhankelijk zijn van de dichtheid. Om na te gaan of de gemeten temperatuurafhankelijkheid van de fasedraaiingen ook het gevolg kan zijn van verschillende dichtheden in plaats van een temperatuurafhankelijke dispersierelatie zijn de volgende berekeningen uitgevoerd. In het perimetermodel is voor $\text{Re}(k_p)$ alleen de tweede term van vgl. 2.24 ingevuld, de demping wordt wel gegeven door $1/\delta_p$. De dispersierelatie is nu dus vrijwel temperatuurafhankelijk (ρ_{xy} is slechts zeer zwak temperatuurafhankelijk). Voor de verschillende temperaturen is nu echter met verschillende dichtheden gerekend. Voor de laagste temperatuur $T=1,4$ K, (krommen c,f,i), wordt gerekend met de verzadigingsdichtheid, $n=3,0 \cdot 10^{11} \text{m}^{-2}$. Voor de krommen b,e,h ($T=1,6$ K) is $n=2,8 \cdot 10^{11} \text{m}^{-2}$ genomen, voor a,d,g ($T=2,0$ K) is de berekening uitgevoerd voor $n=2,5 \cdot 10^{11} \text{m}^{-2}$. De resultaten zijn weergegeven in figuur 5.16. De berekende fasedraaiingen op electrode 5 zijn natuurlijk kleiner dan in figuur 5.11 en worden soms zelfs niet positief. De berekeningen laten echter wel zien dat een maximaal verschil in de bereikte dichtheid van ongeveer 15% voor de verschillende temperaturen ook een verklaring kan zijn voor de gemeten temperatuurafhankelijkheid van de fasedraaiingen.

Er kan nog geen definitieve verklaring gegeven worden voor de gemeten temperatuurafhankelijkheid van de fasedraaiingen. De gevonden afhankelijk-

heid is in overeenstemming met een dispersierelatie die uit twee termen bestaat, maar kan mogelijk ook veroorzaakt zijn door verschillen in de electronendichtheid. Voordat uitsluitel gegeven kan worden over de vorm van de dispersierelatie is het dus noodzakelijk om de electronendichtheid goed onder controle te krijgen. Er moet een methode gevonden worden om de dichtheid binnen een paar procent nauwkeurig te meten. Ook is het zinvol de numerieke berekeningen voor de verschillende temperaturen voor verschillende dichtheden uit te voeren om na te gaan of de op de deze manier berekende fasedraaiingen wel overeenstemmen met de gemeten waarden. Het perimetermodel leidt namelijk tot te kleine fasedraaiingen indien alleen de tweede term van de dispersierelatie wordt meegenomen.

HOOFDSTUK 6

ANTIDOTS

In [10] en [11] is afgeleid dat rond een gat in de electronenplas, een zogenaamde antidot, in een loodrecht magneetveld ook een randgolf gaat lopen. Deze randgolf ('de binnengolf') is vergelijkbaar met de randgolf die zich langs de buitenrand voortplant ('de buitengolf'), maar plant zich in tegengestelde richting voort, zie § 2.5. Uit de afleidingen in [10] en [11] volgen antidot modes voor $\omega/\Omega_0 \approx 1$ en $\omega_c/\Omega_0 \approx 1$. Voor een antidot met straal $R_{\text{binnen}} = 3 \text{ mm}$ en $n_0 \approx 1.10^{11} \text{ m}^{-2}$ (typische waarden voor het 2DEG in deze opstelling) komt dit overeen met $f \approx 1 \text{ GHz}$ voor $B \approx 0,01 \text{ T}$. In dit hoofdstuk wordt onderzocht of er ook voor $\omega/\Omega_0 \ll 1$ en $\omega_c/\Omega_0 \gg 1$ in het 2DEG op vloeibaar helium een antidot mode bestaat. Hiertoe worden eerst in § 6.1 fase- en amplitudemetingen kwalitatief besproken, waarbij wordt ingegaan op de verschillen tussen de resultaten voor een cirkelvormige electronenplas, dus zonder antidot ('de bulkmetingen'), en voor een ringvormige electronenplas ('de antidotmetingen'). Hiervoor worden enkele resultaten van berekeningen met het perimetermodel gebruikt. In § 6.2 worden de conclusies nogmaals samengevat en worden aanbevelingen gedaan voor verder onderzoek.

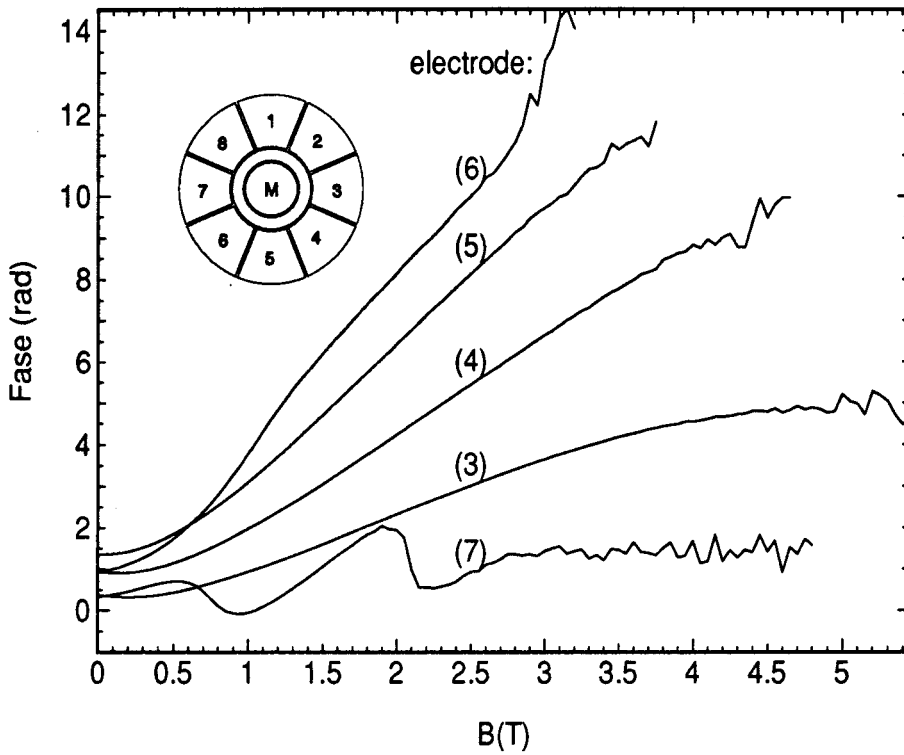
6.1 Resultaten

Bij de metingen uit deze paragraaf (zowel de bulk- als antidotmetingen) is steeds op twee elektroden tegelijk gemeten, waarbij steeds op één lock-in het signaal van elektrode 5 is gemeten als referentie, en op de andere lock-in een andere elektrode. Voor iedere meting worden opnieuw electronen gespreid. Omdat telkens de gemeten krommen voor elektrode 5 samenvallen, is dit een bewijs dat telkens bij dezelfde dichtheid gemeten is.

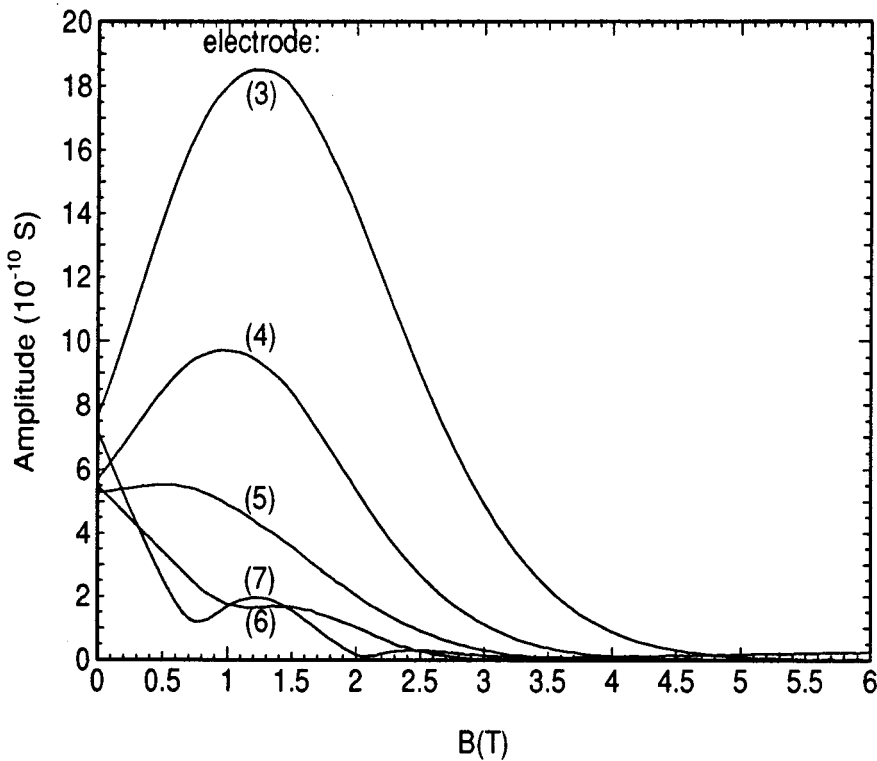
- Bulkmetingen

In figuren 6.1 en 6.2 zijn de gemeten fase en amplitude voor een cirkelvormige electronenplas zonder antidot (de bulkmetingen) weergegeven, gemeten op de elektroden 3 tot en met 7. De metingen zijn uitgevoerd met $V_g = -5,00 \text{ V}$ en $V_{bp} = -1,67 \text{ V}$ bij $T = 2,0 \text{ K}$ en $f = 20 \text{ kHz}$. Hieruit volgt $n = 1.10^{11} \text{ m}^{-2}$, $R_{\text{plas}} = 5,8 \text{ mm}$ en $\delta_0 = 5,5 \text{ mm}$.

Uit de amplitude karakteristieken blijkt dat voor alle elektroden het signaal voor de hoogste magneetvelden volledig is uitgedempt, zoals ook te verwachten is gezien de kleine waarde van δ_0 . Hierdoor is het mogelijk om na afloop van een meting de C_0 en G_0 correctie uit te voeren. Voor een volledig uitgedempte golf zijn de gemeten C en G namenlijk gelijk aan C_0 en G_0 , C_x en G_x moeten gelijk zijn aan nul. Zoals beschreven is in § 3.2.1 worden C_0 en G_0 altijd voorafgaande aan een meting experimenteel bepaald. De onnauwkeurigheden in



Figuur 6.1: Gemeten fase op de verschillende electroden voor een cirkelvormige electronenplas bij een heliumhoogte van 1mm. $V_g = -5,00$ V, $V_{bp} = -1,67$ V, $f = 20$ kHz, $T = 2,0$ K.



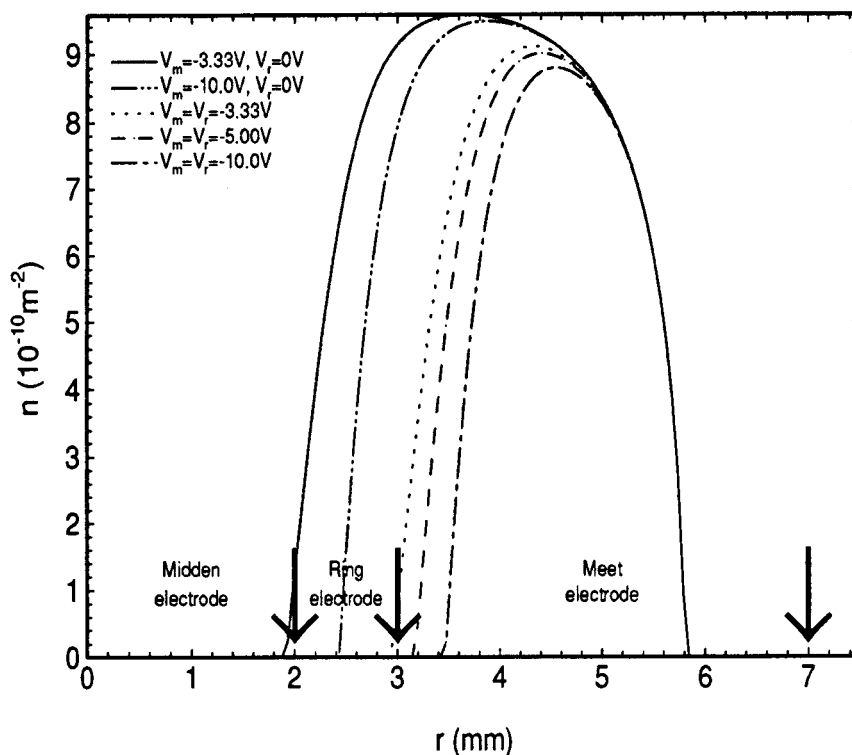
Figuur 6.2: Gemeten amplitude op de verschillende electroden voor een cirkelvormige electronenplas voor dezelfde parameter als figuur 6.1.

deze waarden zijn echter erg groot. De bepaling van C_0 en G_0 na afloop van de meting zoals hier wordt uitgevoerd is veel nauwkeuriger.

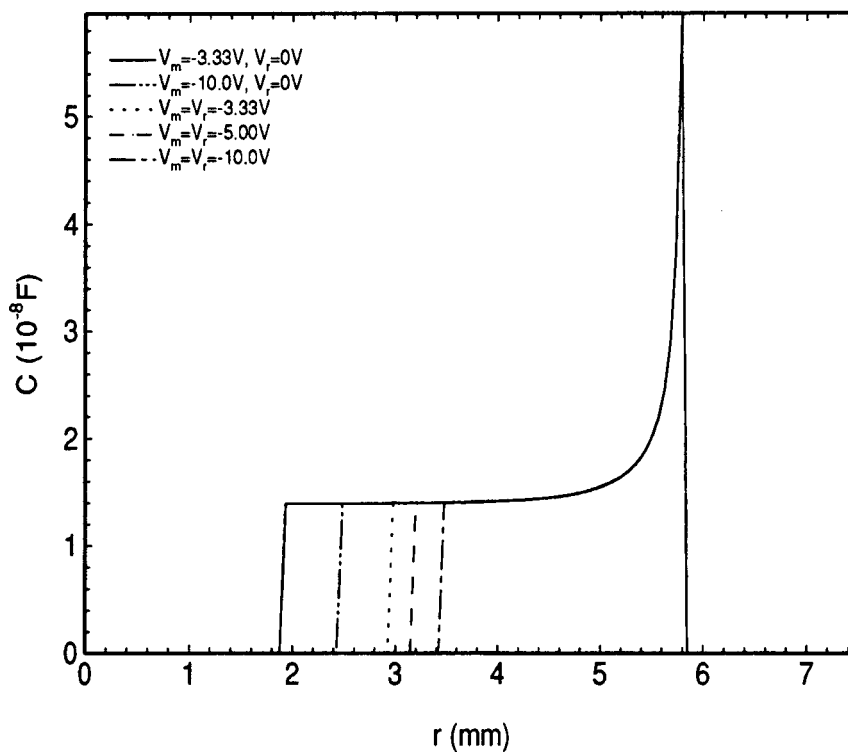
Uit de figuren 6.1 en 6.2 blijkt dat voor $B=0$ T de situatie symmetrisch is ten opzichte van de excitatie electrode, electrode 1. De gemeten fase en amplitude zijn gelijk voor de elektrodenparen 3,7 en 4,6. De fase neemt toe in de richting van electrode 5 en de amplitude neemt in deze richting af. Dit is overeenkomstig de verwachting dat zich voor $B=0$ T een bulk golf in alle richtingen voortplant vanaf de excitatie electrode.

Als vanaf $B=0$ T het magneetveld toeneemt, zal onder invloed van het Hall-effect de dichtheidsfluctuatie zich niet meer symmetrisch ten opzichte van electrode 1 voortplanten. Er gaat zich een golf langs de rand voortplanten, in de richting van toenemend elektrodenummer. De amplitude van het signaal op elektroden 6 en 7 neemt hierdoor sterk af terwijl de amplitude op de elektroden 3 en 4 sterk toeneemt, zoals duidelijk zichtbaar is in figuur 6.2. De amplitude op elektroden 3 en 4 vertoont een duidelijk maximum. De amplitude gaat namenlijk weer afnemen omdat voor toenemend magneetveld de demping van de randgolf toeneemt. Bovendien neemt de capacitieve koppeling tussen de meetelectrode en de randgolf af op het moment dat δ_1 van dezelfde grootte orde wordt als de lengte waarover de electrode in de plas steekt, zie ook hoofdstuk 5. Ook de symmetrie van de fase voor elektroden die symmetrisch ten opzichte van de excitatie electrode liggen wordt verstoord. Voor magneetvelden boven ongeveer 1,5 T is er een randgolf gevormd die zich voortplant in de richting van oplopend elektrodenummer. De fase voor vast magneetveld neemt dan toe met het elektrodenummer terwijl de amplitude juist afneemt. Alleen electrode 7 vertoont een afwijkend gedrag. Er treden op electrode 7 niet, zoals verwacht, de grootste fasedraaiingen op. De fasedraaiingen zijn het kleinst en de fase vertoont twee maal een minimum, terwijl de amplitude bij deze magneetvelden een maximum vertoont. Een soortgelijk gedrag is voor electrode 7 ook reeds voorspeld door numerieke berekeningen [18]. Dit effect treedt alleen op voor randgolven met kleine dempingslengten, dus indien de randgolf op electrode 7 al vrijwel geheel is uitgedempt. (De demping is dusdanig groot dat op electrode 6 en 7 reeds voor $B=2,5$ T nauwelijks nog signaal over is.) Zoals verderop zal worden aangetoond aan de hand van berekeningen met het perimetermodel, kunnen een minimum in de fase en een maximum in de amplitude optreden indien twee golven interfereren. Een mogelijke verklaring voor het gedrag op electrode 7 is dat zich behalve de randgolf ook nog een (zeer sterk gedempte) component van de dichtheidsfluctuaties vanaf de excitatie electrode in alle richtingen voortplant en dat deze component op electrode 7 interfereert met de randgolf. Dat zou ook verklaren dat dit effect alleen optreedt voor zeer kleine δ_1 , omdat voor minder gedempte randgolven de amplitude van de randgolf veel groter is dan de amplitude van deze component, waardoor de interferentie onzichtbaar wordt.

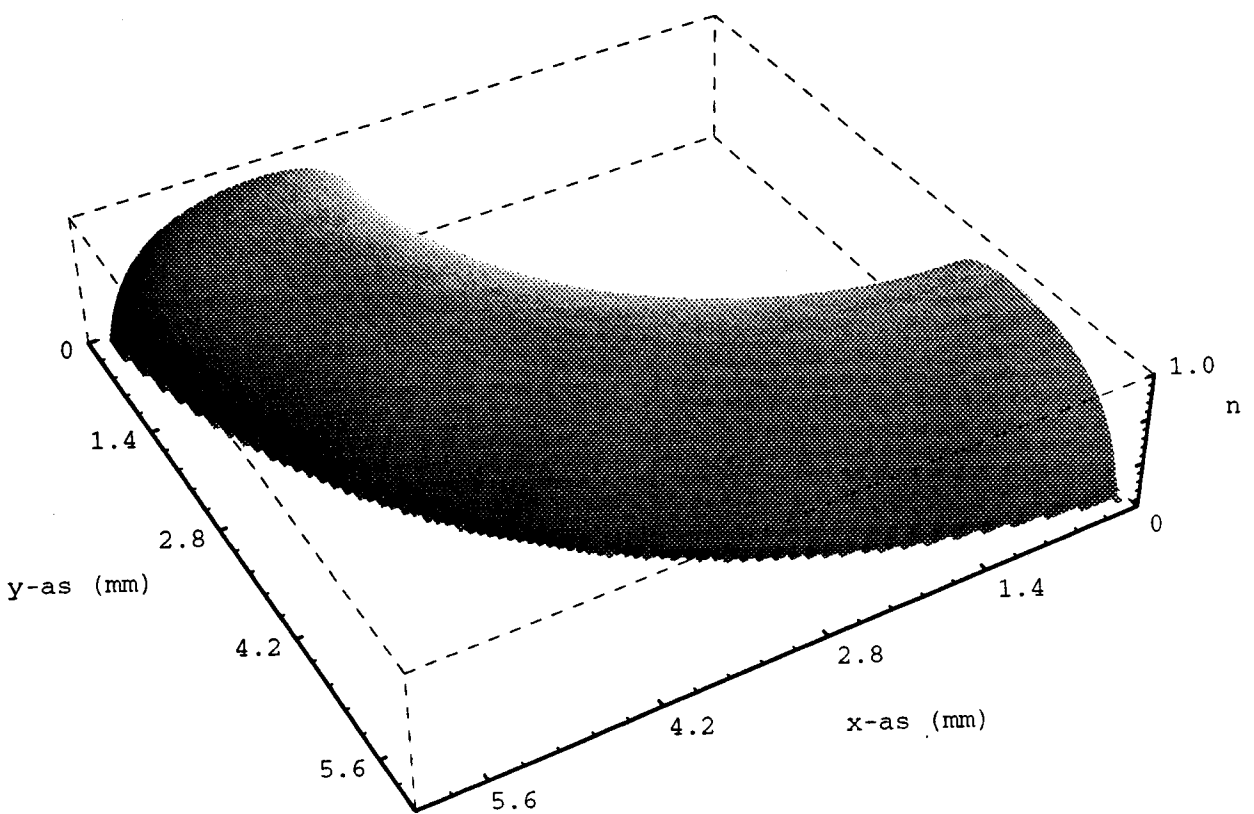
De hierboven beschreven bulkrandgolven zijn reeds intensief onderzocht in eerdere stadia van het onderzoek in deze groep [17,12]. Deze metingen worden hier gebruikt als referentie voor de fase- en amplitudemetingen aan de ringvormige elektronenlaag.



Figuur 6.3: Numeriek berekende dichtheidsprofielen voor $V_g = -5,00V$ en $V_{bp} = -1,67V$. De pijlen geven de posities van de randen van de electroden weer. $R_g = 7,5$ mm.



Figuur 6.4: Numeriek berekende capaciteitsprofielen voor $V_g = -5,00$ V en $V_{bp} = -1,67$ V voor verschillende waarden van V_m en V_r .



Figuur 6.5: Numeriek berekend dichtheidsprofiel voor $V_m=V_r=-5,00$ V.

- Antidot metingen

De antidot in het 2DEG wordt gecreëerd door de middenelectrode en eventueel de ringelectrode op een negatieve potentiaal te brengen. Voor de berekeningen evenals voor alle metingen uit deze paragraaf geldt $V_g=-5,00$ V en $V_{bp}=-1,67$ V. Voor een aantal waarden van V_m en V_r zijn de statische dichtheids- en capaciteitsprofielen berekend [4], zie figuur 6.3 en 6.4. In figuur 6.5 is ter illustratie ook nog een drie-dimensionele weergave van het dichtheidsprofiel weergegeven. Uit figuur 6.3 is de binnenstraal en de buitenstraal van de electronenplas af te lezen. De buitenstraal R_{buiten} is onafhankelijk van V_m en V_r en is voor de gebruikte waarden van V_g en V_{bp} gelijk aan 5,83 mm. Voor het electronengas in deze ringstructuur is $n_{0,h}$ niet gedefinieerd omdat er geen gebied met een homogene electronendichtheid is.

Opvallend aan het berekende capaciteitsprofiel is dat de capaciteit aan de binnenrand niet toeneemt als de electronendichtheid afneemt, maar een constante waarde heeft. Het verschillende gedrag voor de beide randen is ook zichtbaar in de dichtheidsprofielen. De capaciteit, berekend uit vgl. 2.14, is evenredig met $\partial n_v / \partial V_e$. Om de capaciteit te berekenen wordt het dichtheidsprofiel voor verschillende waarden van V_e (dus van V_{bp}) berekend. De capaciteit is evenredig met het verschil tussen deze dichtheidsprofielen. Van de electronenplas naar binnen gaande valt de dichtheid vrijwel lineair af als functie van r . Hierdoor zal $\partial n_v / \partial V_e$ en dus de capaciteit onafhankelijk van r zijn. Aan de buitenrand neemt de absolute waarde van $\partial n_v / \partial r$ toe als functie van r . Hierdoor zal de capaciteit toenemen als functie van r . Het is niet duidelijk wat de fysische achtergrond hierachter is en in hoeverre dit toevallig is.

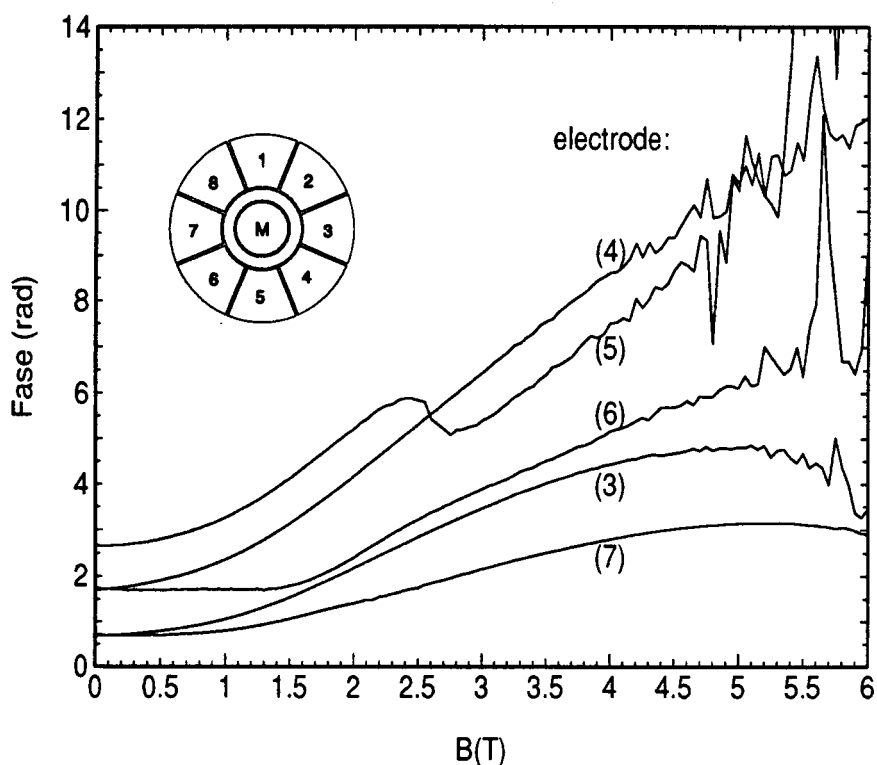
Een fysisch verschil tussen de binnen- en buitenrand is dat aan de binnenrand de dichtheid naar nul gaat onder invloed van de negatieve potentiaal op de midden- en eventueel de ringelectrode. Deze elektroden bevinden zich op de onderplaat, dus 1 mm onder de electronenplas. De buitenrand ontstaat onder invloed van de negatieve potentiaal van de verticale cilindervormige guardring die zich tussen de boven- en onderplaat bevindt. Dit verschil lijkt echter niet de oorzaak te kunnen zijn van de verschillende capaciteitsprofielen, want berekeningen van Mehrotra voor een cirkelvormige electronenplas met een gardelectrode in de bovenplaat leiden ook tot een oplopende capaciteit aan de rand [5]. Ook berekeningen van Lea en Peters met een gardelectrode in de onderplaat leiden tot een oplopende capaciteit aan de rand van de plas [18]. Hierbij dient wel opgemerkt te worden dat deze berekeningen zijn uitgevoerd voor veel kleinere heliumhoogten. Nader (numeriek) onderzoek naar dit verschijnsel is nog noodzakelijk.

Het gevolg is dat voor de binnengolf de constante a uit vergelijking 2.25 kleiner is dan voor de buitengolf, omdat het gearceerde oppervlak uit figuur 2.5 kleiner is. De golfvectoren k_{\parallel} en k_{\perp} en dus de fasedraaiingen over een vaste afstand zouden dus ook kleiner zijn voor de binnengolf.

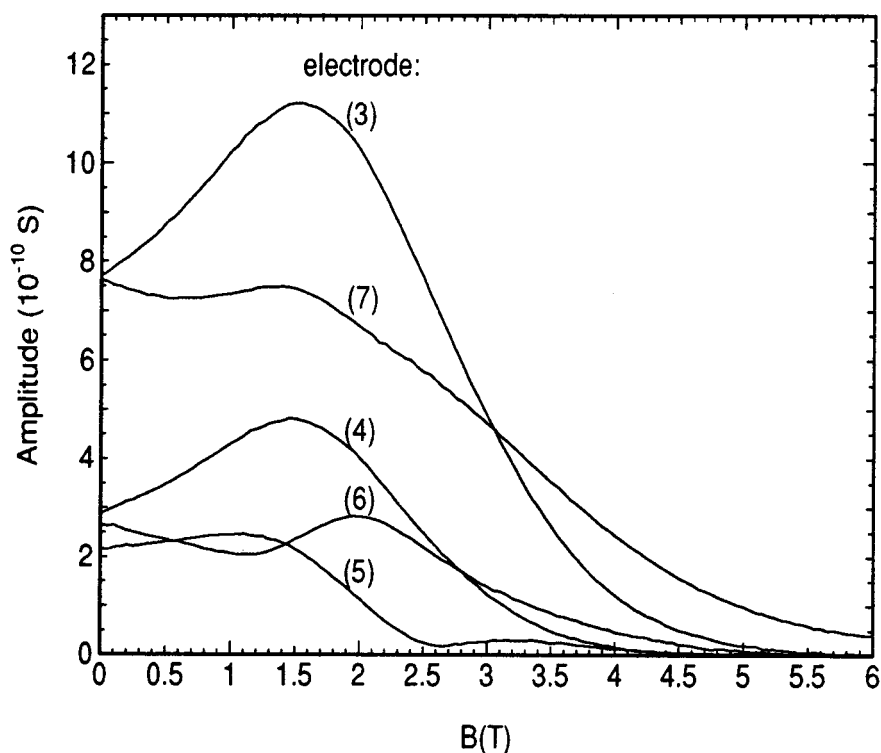
In de figuren 6.6 en 6.7 is de gemeten fase en amplitude weergegeven voor de ringvormige electronenplas. De metingen zijn verricht voor $V_r = V_m = -3,33$ V, de binnenstraal volgens de statische berekeningen is dan gelijk aan 2,92 mm, zie figuur 6.3. De temperatuur, frequentie en heliumhoogte zijn hetzelfde als voor de bulkmetingen. Voordat de metingen worden geanalyseerd dient men zich te realiseren dat het met de huidige electrodengeometrie niet mogelijk is de binnengolf gescheiden van de buitengolf te meten. Het gemeten signaal is dus een superpositie van de binnengolf en de buitengolf.

Voor $B=0$ T vertonen de antidotmetingen dezelfde symmetrie ten opzichte van de excitatie electrode als de bulkmeting. Voor toenemend magneetveld verandert het gedrag ten opzichte van de bulkmetingen. De verschillen zullen hieronder puntsgewijs beschreven worden. Ze zullen verklaard worden met de aanname dat het gemeten signaal een superpositie is van het signaal van een randgolf die langs de buitenrand voortplant en van een randgolf die zich in tegengestelde richting langs de binnenrand voortplant.

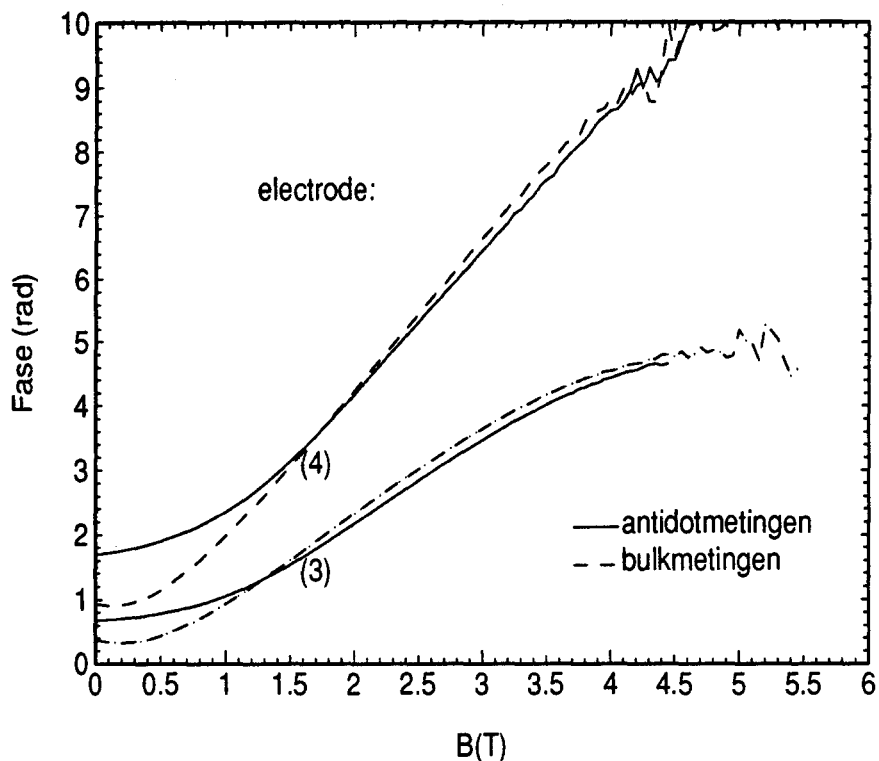
- In tegenstelling tot het gedrag bij de bulkmeting valt de amplitude op elektroden 6 en 7 niet zeer snel af voor $B > 0$ T, omdat de dichtheidsfluctuaties zich nu ook langs de binnenrand in tegengestelde richting voortplanten. Ook voor magneetvelden boven 2,5 tesla wordt nog een groot signaal gemeten. Dit signaal moet vrijwel uitsluitend afkomstig zijn van de binnengolf, want de buitengolf is op deze elektroden voor deze velden al bijna volledig uitgedempt, zie figuur 6.2. Ook het feit dat de gemeten fasedraaiingen op elektroden 6 en 7 veel kleiner zijn dan voor de bulkmetingen is hiervoor een sterke aanwijzing. De fase is namelijk evenredig met de afstand langs de rand vanaf de excitatie electrode. Hiermee is ook te verklaren dat de volgorde van de elektroden 4 en 6 is verwisseld in figuur 6.6 in vergelijking met figuur 6.1.



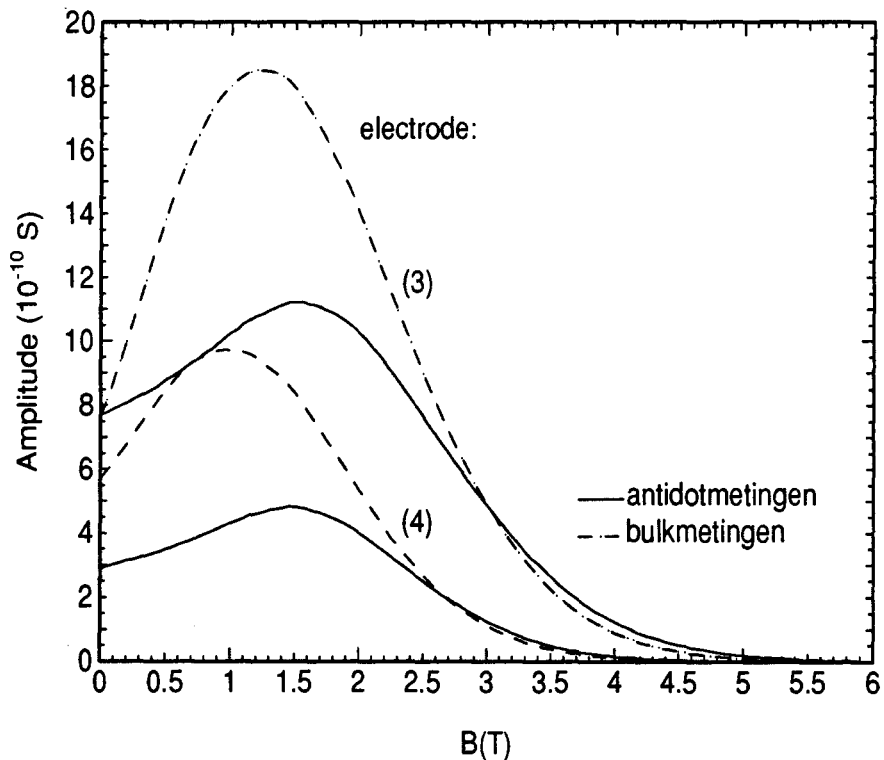
Figuur 6.6: Gemeten fase op de verschillende elektroden voor een ringvormige elektronenplas, $V_r=V_m=-3,33V$. Andere parameters als voor figuur 6.1.



Figuur 6.7: Gemeten amplitude op de verschillende elektroden voor een ringvormige elektronenplas voor dezelfde parameters als figuur 6.6.



Figuur 6.8: Gemeten fase op electroden 3 en 4 voor zowel de bulk- als antidotmeting uit de figuren 6.1 en 6.6.



Figuur 6.9: Gemeten amplitude op electroden 3 en 4 voor zowel de bulk- als antidotmeting uit de figuren 6.2 en 6.7.

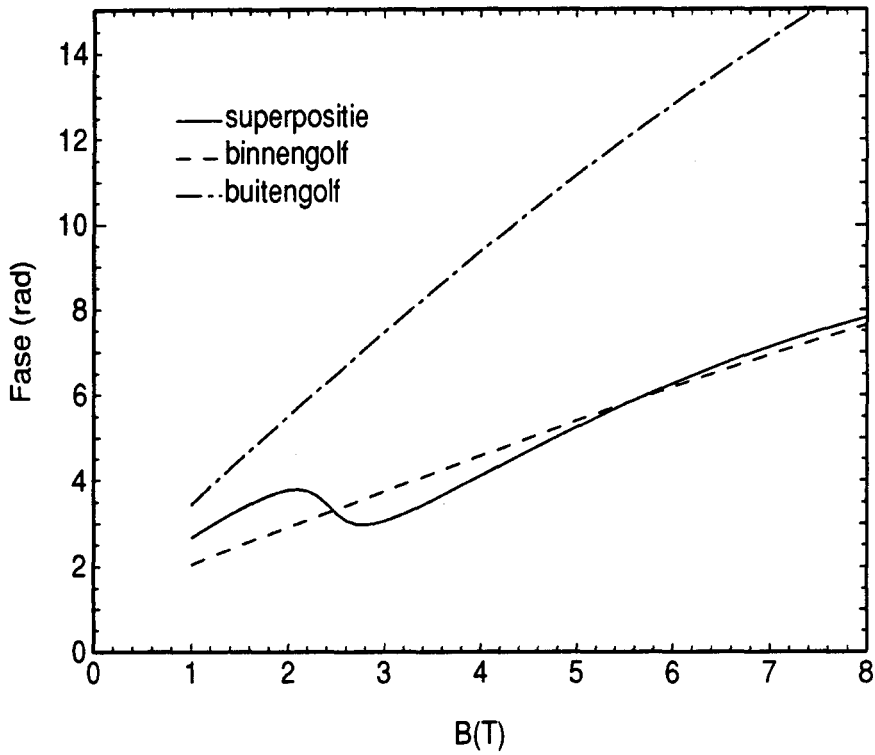
- In figuur 6.8 en 6.9 staat de fase en amplitude op electrode 3 en 4 uit, voor de metingen met een cirkelvormige electronenplas en voor de ringvormige electronenplas. De fase valt voor beide metingen vrijwel samen voor $B > 2$ T. Dit betekent dat voor deze waarden van het magneetveld bij de antidotmetingen de binnengolf vrijwel volledig is uitgedempt op deze elektroden. Het gemeten signaal is vrijwel geheel afkomstig van de buitengolf. De amplitude op de elektroden 3 en 4 vertoont ook bij de antidotmetingen een maximum. Dit maximum is echter veel kleiner dan bij de bulkmetingen, omdat een deel van het in de plas gekoppelde vermogen zich nu in tegengestelde richting voortplant.

- Electrode 5 vertoont een volledig afwijkend gedrag. Nadat de fase eerst tot ongeveer 2,5 T min of meer lineair toeneemt met het magneetveld daalt de fase en na een minimum is het verloop weer lineair, zie figuur 6.6. Ook de amplitude vertoont een afwijkend gedrag. Na het maximum neemt de amplitude niet monotoon af als functie van het magneetveld, maar vertoont nog een (klein) maximum. Dit tweede maximum is ook nog zichtbaar op electrode 6.

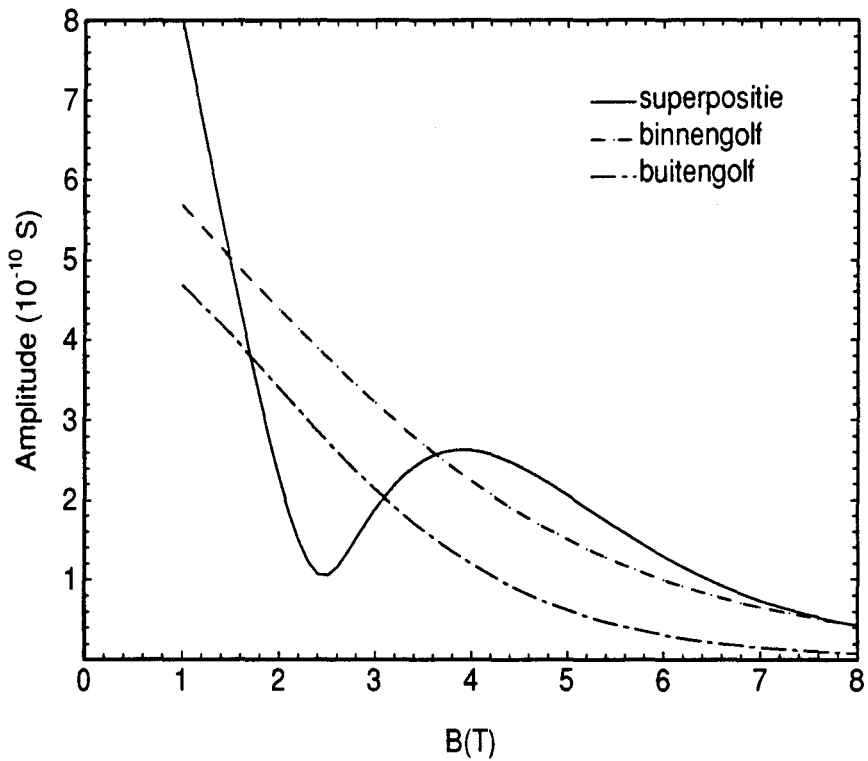
Dit gedrag wordt kwalitatief gereproduceerd door berekeningen met behulp van het perimetermodel. Bij deze berekeningen wordt voor 2 golven I^0 en $I^{\pi/2}$ op electrode 5 berekend (electrode 1 is de excitatie electrode), analoog aan de berekeningen in hoofdstuk 5. Voor de buitengolf wordt gerekend met $R=R_{\text{buiten}}$ en $a=a_{\text{buiten}}$ en deze golf plant zich voort in de richting van oplopend electrode-nummer. Voor de binnengolf geldt $R=R_{\text{binnen}}$ en $a=a_{\text{binnen}}$ en deze golf loopt in tegengestelde richting. (a is de constante uit de tweede term van de dispersierelatie vgl. 2.24.) Het uiteindelijke resultaat wordt gegeven door de superpositie van deze twee golven. In figuur 6.10 en 6.11 staan de berekende fase en amplitude op electrode 5 uit, zowel voor de superpositie als voor de binnen- en buitengolf afzonderlijk. De parameters waarvoor de berekeningen zijn uitgevoerd staan bij figuur 6.10. De berekeningen zijn dus gedaan voor $a_{\text{binnen}} = 1/3 * a_{\text{buiten}}$. Het is niet duidelijk of de aanname $a_{\text{binnen}} < a_{\text{buiten}}$, die volgt uit figuur 6.4, verantwoord is of niet. Indien de berekeningen echter worden uitgevoerd voor $a_{\text{binnen}} = a_{\text{buiten}}$ en verder dezelfde parameters, treden de gevonden effecten in de fase en amplitude niet meer op. Ook zijn de berekeningen uitgevoerd voor een smallere electronenring dan volgt uit figuur 6.3, dit is ook noodzakelijk om voor $f=20$ kHz de getoonde effecten zichtbaar te maken.

Uit de berekeningen volgt dus ook een minimum in de fase en een maximum in de amplitude. Het berekende maximum in de amplitude is wel veel groter dan het gemeten maximum en ook is het duidelijk dat de berekende demping te klein is. Het perimetermodel is echter een veel te beperkte beschrijving van het systeem om de berekeningen te kunnen fitten met de metingen en zo informatie over bepaalde fysische parameters te verkrijgen. Bovenstaande berekeningen dienen ook enkel om kwalitatief aan te tonen dat de gemeten effecten op electrode 5 volgen uit de superpositie van een binnen- en buitengolf.

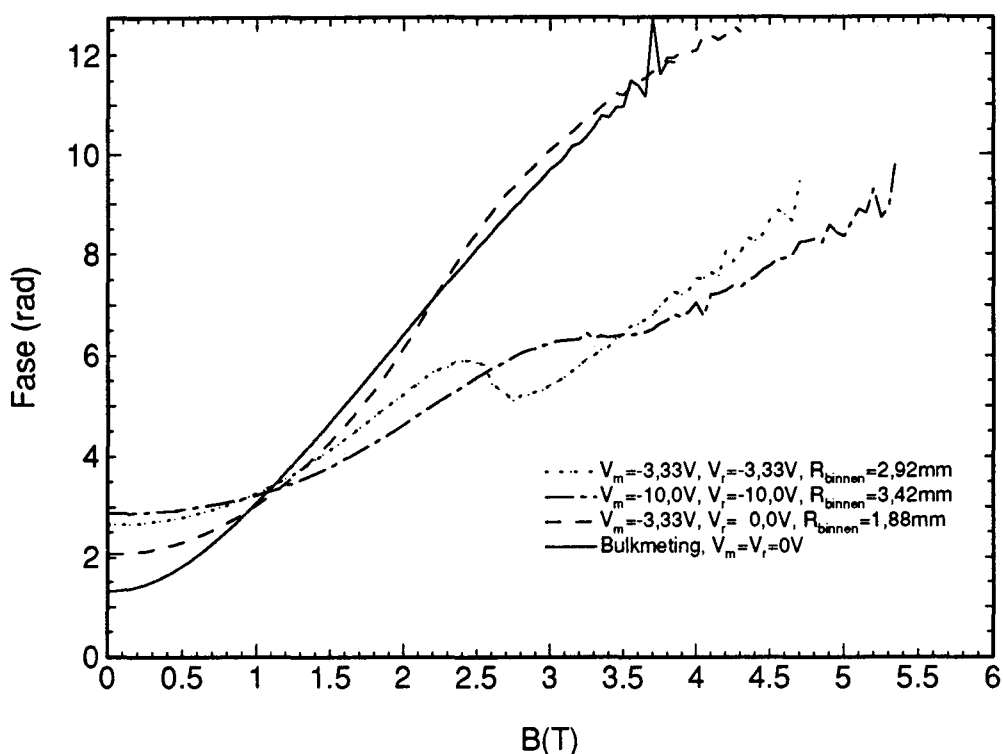
Om te onderzoeken wat de invloed is van de straal van de antidot R_{binnen} op het gedrag op electrode 5 is het signaal op deze electrode gemeten voor verschillende waarden van V_m en V_r . Voor drie waarden van de binnenstraal van de ring is in figuur 6.12 de fase weergegeven. Als de ring smaller wordt verschuift het minimum in de fase naar hogere magneetvelden en wordt meer uitgerekt. Dit



Figuur 6.10: Met het perimetermodel berekende fase op electrode 5. $n=0,8 \cdot 10^{11} m^{-2}$, $f=20$ kHz, $a_{binnen}=0,3$ mm, $a_{buiten}=0,9$ mm, $R_{binnen}=3,8$ mm, $R_{buiten}=4,5$ mm.



Figuur 6.11: Met het perimetermodel berekende amplitude op electrode 5. Zelfde parameters als figuur 6.10.



Figuur 6.12: De gemeten fase op electrode 5 voor verschillende waarden van R_{binnen} . $R_{buiten} = 5,83$ mm. De getrokken kromme geeft de fase voor de bulkmeting van figuur 6.1.

gedrag wordt niet gereproduceerd door het perimetermodel, in de berekeningen wordt het minimum scherper en verschuift naar juist naar lagere magneetvelden. Een verklaring hiervoor is niet gevonden. Een interessante vraag is of een ring die veel smaller is dan de breedte van een randgolf nog begrepen kan worden met een onafhankelijke binnen- en buitengolf. Mogelijk ontstaat een nieuwe, wezenlijk 1 dimensionale mode.

Voor $V_m = -3,33$ V en $V_r = 0$ V is het minimum in de fase verdwenen en zijn de gemeten fasedraaiingen veel groter. Uit figuur 6.3 is af te lezen dat voor deze situatie de binnenstraal van de electronenring kleiner is dan de binnenstraal van de meetelektroden. Dit betekent dat de binnengolf (die voor hoge magneetvelden ook smaller wordt, [10]) niet meer capacitief koppelt met de meetelektrode, het gemeten signaal is vrijwel volledig afkomstig van de buitengolf. Om dit te verifiëren is in figuur 6.12 ook de fase op electrode 5 voor de bulkmeting uitgezet, en de gemeten fasedraaiingen vallen inderdaad vrijwel samen voor hoge magneetvelden.

Omdat, vanwege de grote demping, voor hoge magneetvelden op electroden 3 en 4 uitsluitend het signaal van de buitengolf wordt gemeten en op electroden 6 en 7 uitsluitend van de binnengolf, betekent dit dat de op deze electroden gemeten fasekarakteristieken informatie geven over de dispersierelatie van respectievelijk de buiten- en binnengolf. De richtingscoëfficiënt van het lineaire gedeelte

van de fase als functie van B voor een electrode is evenredig met de coëfficiënt a en de straal R , zie vgl. 2.24. De verhouding van de richtingscoëfficiënten voor de electrodeparen 3,7 en 4,6 (deze electroden liggen symmetrisch ten opzichte van de excitatie electrode) moet dus gelijk zijn aan $a_{\text{buiten}} R_{\text{buiten}} / a_{\text{binnen}} R_{\text{binnen}}$. Indien uit figuur 6.6 de verhoudingen $rc(4)/rc(6)$ en $rc(3)/rc(7)$ worden bepaald (met $rc(x)$ de richtingscoëfficiënt van electrode x), blijkt dat deze van de orde $R_{\text{buiten}}/R_{\text{binnen}}$ zijn. Dit zou betekenen dat voor de binnen- en buitengolf a dezelfde waarde heeft, hetgeen in tegenspraak zou zijn met het berekende capaciteitsprofiel van figuur 6.4. De onnauwkeurigheden zijn echter te groot om hierover harde uitspraken te kunnen doen.

6.2 Conclusies en suggesties

De in de literatuur voor $\omega/\Omega_0 \approx 1$ en $\omega_c/\Omega_0 \approx 1$ voorspelde randgolf die zich langs een antidot voortplant is ook gevonden voor een antidot in het 2DEG op vloeibaar helium voor zeer lage (audio)frequenties en hoge magneetvelden.

Het gemeten gedrag van de fase en amplitude in een ringvormige electronenplas kan kwalitatief verklaard worden met de aanname van twee randgolven: De buitengolf die zich langs de buitenrand voortplant en de binnengolf die zich in tegengestelde richting langs de antidot voortplant. Voor de gekozen experimentele parameters is de damping dusdanig groot dat de buitengolf op de electroden 6 en 7 reeds een amplitude heeft die verwaarloosbaar klein is ten opzichte van de amplitude van de binnengolf. Op de electroden 3 en 4 is de binnengolf reeds uitgedempt. Op deze manier is het mogelijk enige informatie over de binnen- en buitengolf afzonderlijk te verkrijgen.

Uit de statische berekeningen van de dichtheids- en capaciteitsprofielen volgt voor de binnenrand van de plas een vlak capaciteitsverloop in tegenstelling tot de toenemende capaciteit aan de buitenrand. Hiervoor is geen fysische verklaring gevonden en het is niet mogelijk aan de hand van de huidige resultaten uitspraken te doen over eventuele verschillen tussen a_{binnen} en a_{buiten} . Het is namelijk met de huidige electrodegeometrie niet mogelijk om de dispersierelatie van randgolf langs de antidot experimenteel te bepalen. Hiervoor moet je het signaal van de binnengolf afzonderlijk kunnen meten op de verschillende electroden. Omdat de electronen altijd met behulp van een guardring moeten worden ingesloten zal er echter altijd ook een buitengolf lopen. Maar beide golven worden gelocaliseerd aan de rand voor hoge magneetvelden en lijken elkaars gedrag voor voldoende hoge magneetvelden niet meer te beïnvloeden. Om experimenteel informatie te kunnen verkrijgen over de binnengolf afzonderlijk zijn hieronder een aantal suggesties gegeven:

- Verdeel de ringelectrode in een aantal gelijkvormige segmenten, bij voorkeur 8 zodat de geometrie hetzelfde is als voor de huidige meetelectroden. Een nadeel is dat nog 7 extra electroden gecontacteerd moeten worden waarvoor nieuwe coaxkabels zullen moeten worden doorgevoerd in de experimenteerruimte. Hiervoor ontbreekt in de huidige situatie de ruimte.
- Maak de afstand tussen de meetelectroden en de guardring groter. Op deze manier kan bereikt worden dat de buitengolf ver weg van de meetelectroden

gelocaliseerd wordt. Hiervoor moet echter weer een nieuwe insert worden ontworpen.

- In de mengkoeler opstelling worden resonantie experimenten gedaan. Omdat de temperatuur veel lager is en de mobiliteit dus veel hoger, worden de randgolven veel minder sterk gedempt en kunnen resonanties optreden. Voor de binnengolf zullen de resonanties voor andere frequenties optreden dan voor de buitengolf. Op deze manier is het mogelijk informatie over de binnengolf te verkrijgen.

Indien de ring zeer smal wordt gemaakt door de midden- en ringelectrode en de guard op zeer grote negatieve potentialen te brengen, wordt de situatie voor de binnengolf en de buitengolf vrijwel identiek, omdat $R_{\text{binnen}} \approx R_{\text{buiten}}$. In een experimentele situatie met zeer grote demping, zodat zowel de binnen- als de buitengolf op electrode 5 reeds is uitgedempt, kan uit de gemeten fase- en amplitude karakteristieken voor symmetrisch ten opzichte van de excitatie elektrode gelegen elektroden een vergelijking gemaakt worden tussen beide randgolven. Hierbij dient men zich te realiseren dat de afvallengte waarover de electronendichtheid naar nul gaat, van de orde van de heliumhoogte is. De minimale breedte van de electronenring zal dus ook van de orde van de heliumhoogte zijn. Deze metingen moeten dus bij zeer lage heliumniveaus worden uitgevoerd.

De door Proetto [10] gevonden randgolffrequenties gaan voor hoge B-velden asymptotisch naar de waarde $|l|\Omega_0$ voor de binnengolf en naar de waarde $|l|\Omega_0 * R_{\text{binnen}}/R_{\text{buiten}}$ voor de buitengolf, met l een geheel getal, zie figuur 2.10. Dit betekent dat in ieder geval de door Proetto berekende randgolffrequenties niet geëxtrapoleerd mogen worden tot zeer hoge magneetvelden, omdat de hier aangetoonde antidot randgolf optreedt voor $\omega/\Omega_0 < 1$.

Uit de afleiding van Fessatidis [11] volgt één tak waarvoor ω na een breed maximum afneemt met toenemend magneetveld, zie figuur 2.11. Voor de in dit hoofdstuk gevonden dot en antidot randgolffrequenties geldt $\omega/\Omega_0 \approx 10^{-5}$, voor $\omega/\Omega_0 \approx 10^3$. Hoewel in de theorie niet geëxtrapoleerd wordt tot zulke hoge magneetvelden, wordt het optreden van de antidot mode voor audiofrequenties door figuur 3.8 niet uitgesloten.

LITERATUURLIJST

- [1] P.J.M. Peters, Laagveld magnetowerstandsmetingen aan electronen op helium met een nieuw gebouwde opstelling, *afstudeerverslag TUE, augustus 1990*
- [2] M. Saitoh, Warm electrons on the liquid ^4He surface. *J.Phys.Soc.Japan* **42**, 201 (1977).
- [3] R.W. van der Heijden, H.M. Gijsman, F.M.Peeters. The high field Hall-effect and magnetoresistance of electrons on helium. *J.Phys.C;Solid State Phys.* **21**, 1165 (1988).
- [4] Peter op de Beek, Numerieke berekeningen aan het 2 Dimensionaal electronengas in de statische toestand, *stageverslag, september 1992*.
- [5] Ravi Mehrotra, Density and Capacitance Profiles and Edge Effects in a Two-Dimensional Charge Layer on a Dielectric Surface, *Journal of Low Temperature Physics, Vol 67*, 123 (1987).
- [6] W.P.N.M. Jacobs, Experimentele en numerieke resultaten van de respons in een magneetveld van het 2-dimensionale electronengas op vloeibaar helium, *afstudeerverslag TUE, juni 1992*
- [7] S.S. Nazin and V.B. Shikin. Edge magnetoplasmons in an electron system at a helium surface; long-wavelength asymptotic spectrum. *Sov. Phys.JETP* **67**, 288 (1988).
- [8] V.A. Volkov & S.A. Mikhailov, in *Modern Problems in Condensed Matter Sciences*, edited bij V.M. Agranovich and A.A. Maradudin (North-Holland, Amsterdam, 1991), Vol. 27.2 Chap.15
- [9] M. Lea, Perimeter model for edge magnetoplasmons, persoonlijke communicatie.
- [10] C.R. Proetto, Dot and anti-dot edge magnetoplasmons for a 2 DEG in a ring geometry, *Phys. Rev. B, rapid communications, Vol 46, no 24*, 16174 (1992).
- [11] V. Fessatidis, H.L. Cui and O. Kühn, Hydrodynamical theory of magnetoplasma excitations in an antidot system, *Phys. Rev. B, Volume 47, number 11*, 6598 (1993).
- [12] P.J.M. Peters, M.J. Lea, A.M.L. Janssen, A.O. Stone, W.P.N.M. Jacobs, P. Fozooni and R.W. van der Heijden, Observation of Audio Frequency Edge Magnetoplasmons in the Classical Two-Dimensional Electron Gas, *Phys. Rev., Volume 67, number 16*, 2199 (1991).
- [13] Johan Uiterwijk, Realisatie van een temperatuurstabilisatie bij 1.5K en inleidende metingen aan het 2DEG op LHe bij 1.5K, *stageverslag TUE, juni 1993*.
- [14] M. van de Vorst, Onderzoek naar verbeteringen voor experimenten aan electronen op helium, *stageverslag TUE, september 1992*.
- [15] J.Frost, M.J. Lea and P.Fozooni. Distortion of liquid helium surface in inhomogeneous magnetic field, *Cryogenics, Vol 31, oktober 1991*.

- [16] R.P. van Gorkom, Experimenten aan edge magneto plasmons in een cirkel- en ringvormig tweedimensionaal electronengas op vloeibaar helium, *stageverslag TUE, juni 1993*.
- [17] J.F.A. Nijs, Experiments on the formation and dispersion of magnetic field induced edge waves in the two dimensional electron gas on liquid helium, *afstudeerverslag TUE, augustus 1992*.
- [18] P.J.M. Peters, Persoonlijke communicatie

DANKWOORD

Als laatste wil ik hierbij nog iedereen bedanken die mij geholpen heeft bij dit afstudeerwerk. Op de eerste plaats de hele groep Lage Temperaturen voor de goede sfeer. Maar meer in het bijzonder wil ik vooral Peter P. en Rob bedanken voor de dagelijkse begeleiding en het altijd tijd hebben om vragen te beantwoorden of even ergens mee te helpen. Ramon voor de prettige samenwerking tijdens zijn stage. Wil en Jos natuurlijk voor het steeds weer geheel belangeloos leveren van vaten helium en Loek en Leo voor de technische begeleiding. Peter S. en Harald wil ik ook nog danken voor hun hulp en ideeën (en Harald ook voor de lange dagen die we samen typend doorgebracht hebben).

Ook de Eindhovense Studenten Vakbond en de werkgroep Natuurkunde & Samenleving wil ik bedanken. Ze hebben gezorgd voor voldoende afwisseling om de studie ruim 6 jaar lang boeiend te houden. Bedankt ook alle vrienden en Ransapen die het leven in Eindhoven één groot feest hebben gemaakt. Het is een onvergetelijke tijd geworden.... En tenslotte natuurlijk mijn ouders en Natasja voor alle zorg en steun gedurende al deze tijd.