

MASTER

Magnetowerstand bij lage velden in metallische multilagen : over klepperende spinkleppen en spartelende spins

Rijks, T.G.S.M.

Award date:
1992

[Link to publication](#)

Disclaimer

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

General rights

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

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

Technische Universiteit Eindhoven
Faculteit der Technische Natuurkunde
Vakgroep Vaste Stof

**MAGNETOWEERSTAND BIJ LAGE VELDEN
IN METALLISCHE MULTILAGEN**

*Over klepperende spinleppen
en spartelende spins*

Th.G.S.M. Rijks

Mei 1992

Verslag van een afstudeeronderzoek verricht in de groep Metalen van het Philips Natuurkundig Laboratorium, in samenwerking met de werkgroep Coöperatieve verschijnselen van de TUE.

Afstudeer hoogleraar: Prof.dr.ir. W. de Jonge (TUE)
Afstudeer begeleiders: Dr. R. Coehoorn (Philips)
Dr. W. Folkerts (Philips)

ERRATA

Behorende bij het afstudeerverslag: **MAGNETOWEERSTAND BIJ LAGE VELDEN IN METALLISCHE MULTILAGEN** door Th.G.S.M. Rijks, mei 1992.

Blz. 18 Uitdrukking onder (1) voor de totale energie moet zijn:

$$E_{\text{tot}} = -\frac{K_b}{t} \cos\theta - \mu_0 M H \sin\theta$$

Blz. 18/19 Onder (2): M_{verz} vervangen door M .

Blz. 24 4^o regel van beneden: preparaat **#9** vervangen door preparaat **#11**.

Blz. 70 Formule A5: $I = I_{AA} + I_{BB} - 2I_{AB}$

SAMENVATTING

Op het Philips Natuurkundig Laboratorium wordt onderzoek verricht aan magnetoweerstand van metallische multilagen. Deze vinden hun toepassing in de magnetische recording. Dit afstudeerverslag geeft een overzicht van het magnetoweerstandsonderzoek aan exchange gebiaste (substraat/ $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ / Cu / $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ / $\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}$)-multilagen.

De multilagen zijn gesputterd in een HV-sputtersysteem en bestaan uit twee $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -lagen van 40 tot 80 Å, gescheiden door Cu-lagen met een dikte variërend van 16 tot 50 Å. Een van de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -lagen is exchange gekoppeld aan een $\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}$ -laag van 80 Å en vertoont het zogenaamde "Exchange biasing effect". De andere $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -laag vertoont dit effect niet, waardoor er in een klein magnetisch veldinterval een antiparallelle oriëntatie van de magnetisaties mogelijk wordt. Dit leidt bij kamertemperatuur tot een spin valve-magnetoweerstandseffect van ruim 2 % in een veldinterval van 0.3 mT. Dit effect wordt veroorzaakt door spinafhankelijke bulk- en grensvlakverstrooiing. We hebben gevonden dat de microstructuur van het preparaat van grote invloed is op het magnetoweerstandseffect.

Bij onze preparaten wordt, in het geval van dunne Cu-tussenlagen (<30 Å), het magnetoweerstandseffect gereduceerd door een ferromagnetische koppeling over deze tussenlaag. Bovendien neemt de magnetoweerstand bij benadering lineair af bij toenemende temperatuur. Hierbij speelt magnonverstrooiing een belangrijke rol. Bij temperaturen onder 75 K wijkt het weerstandsgedrag van onze preparaten af van de verwachtingen.

Door toepassing van exchange biasing treedt het spin valve-effect op bij zeer lage magneetvelden. Het exchange biasing effect hangt sterk af van de temperatuur. Bij een kritische temperatuur (de zgn. "blocking temperature"), dichtbij de Néeltemperatuur van de $\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}$ -laag, wordt het biasveld nul. Exchange biasing hangt ook af van de $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -laagdikte, waaruit volgt dat het een grensvlakeffect is.

Er is een begin gemaakt met het onderzoek aan gebiaste multilagen van het type substraat/bufferlaag/ $\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}$ / $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ / Cu / $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Het groeien op een bufferlaag is noodzakelijk voor het verkrijgen van de γ -fase van $\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}$.

Met behulp van annealen en weer afkoelen in een magnetisch veld is het mogelijk de werkrichting van de exchange biasing in het preparaatvlak te veranderen. Het beoogde effect, sterke vermindering van de hysteresis in de ongebiasde $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ -laag, is slechts gedeeltelijk bereikt.

INHOUDSOPGAVE

1 INLEIDING

§1.1	Algemeen	1
§1.2	Metallische multilagen	1
§1.3	Het onderzoek	4

2 PREPARATIE EN KARAKTERISATIE

§2.1	De multilagen	6
§2.2	Preparatie	6
§2.3	Geïnduceerde anisotropie	9
§2.4	Preparaatkarakterisatie	
2.4.1	Magnetisatiemetingen	9
2.4.2	Röntgendiffractiemetingen	11
2.4.3	Chemische analyse	15

3 EXCHANGE BIASING

§3.1	Inleiding	16
§3.2	Fenomenologie	16
§3.3	Modelvorming	19
§3.4	Exchange biasing in een multilaag	
3.4.1	NiFe/MnFe-systemen	23
3.4.2	MnFe/NiFe-systemen	29
§3.5	Biasveldrotatie	31

4 THEORIE VAN MAGNETOWEERSTAND

§4.1	Inleiding	38
§4.2	Magnetoweerstandseffecten in magnetische multilagen	41
§4.3	Het spin valve-effect in $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ fenomenologisch beschouwd	42
§4.4	De klassieke theorie	44

5 MAGNETOWEERSTANDSEXPERIMENTEN

§5.1	Weerstandsmeting	
5.1.1	De SQUID-opstelling	48
5.1.2	ROtatable MAgnetoresistance Instrumental Object (ROMARIO)	50
§5.2	Resultaten	53

6 BESCHOUWINGEN EN CONCLUSIES

§6.1	Magnetoweerstand	58
§6.2	Conclusies	63
§6.3	Aanbevelingen	64
§6.4	Tenslotte	65

REFERENTIES	66
-------------	----

APPENDIX A: Geïnduceerde anisotropie	70
--------------------------------------	----

APPENDIX B: De Boltzmann transportvergelijking	73
--	----

APPENDIX C: Belangrijke fysische parameters	75
---	----

APPENDIX D: Preparaten	76
------------------------	----

1 INLEIDING

§1.1 Algemeen

In de afgelopen 25 jaar heeft de ontwikkeling van magnetische media, voor opslag van zowel analoge als digitale informatie, een enorme vlucht genomen. Spoorbreedte en bitlengte worden steeds kleiner. Dit heeft vanzelfsprekend grote gevolgen voor de lees- en schrijfkoppen, waarmee deze informatie van en naar het opslagmedium getransporteerd kan worden. Aan het einde van de jaren '70 zetten zowel Philips als IBM de eerste stappen in een nieuwe richting van kopontwikkeling, door dunne films te gaan toepassen. Eerst werden de discrete inductiekoppen vervangen door dunne film-inductiekoppen. Een verdere, zeer grote, stap voorwaarts zijn de dunne film-magnetoweerstandsleeskoppen. Op dit moment wordt de eerste dunne film-leeskop voor consumentensystemen op de markt gebracht: deze wordt toegepast in de Digitale Compact Cassetterecorder (DCC). De dunne film-magnetoweerstandsleeskoppen zullen in de toekomst ongetwijfeld de conventionele inductiekoppen gaan verdringen door een scala van voordelen, zoals bijvoorbeeld:

- Vergaande miniaturisatie mogelijk.
- Uitgangssignaal is onafhankelijk van de voortbewegingssnelheid van de informatie drager.

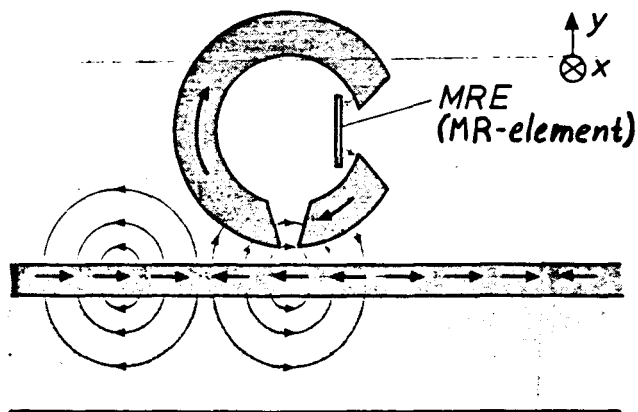
Voor schrijfkoppen blijft men echter nog aangewezen op de bestaande inductieve technologie.

§1.2 Metallische multilagen

Op het moment worden in de magnetische recording dunne magnetische metaalfilms ($\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$) in de orde van 500 \AA dikte gebruikt voor het uitlezen van informatie van een magnetische band (zie figuur 1). Hierbij wordt gebruik gemaakt van het feit dat de elektrische weerstand van de dunne film te beïnvloeden is met een extern magnetisch veld. Dit zogenaamde anisotrope magnetoweerstandseffect treedt op wanneer, ten gevolge van het externe veld, de hoek tussen de magnetisatie en de stroomrichting verandert. Het anisotrope effect bedraagt slechts enkele procenten.

Een belangrijke andere mogelijkheid die de dunne filmtechnologie biedt is het maken van metallische multilagen. Een samenstel van onderling verschillende dunne metaallagen vertoont vaak eigenschappen die in legeringen van dezelfde metalen niet gevonden worden.

Zo ontdekten Baibich et al in Parijs (1988) en Binasch et al. in Jülich (1989) een nieuw magnetoweerstandseffect in metallische multilagen ter grootte van enige tientallen procenten ([BAIB88] en [BINA89]). Dit effect wordt het spin valve-magnetoweerstandseffect genoemd en treedt op als de magnetisaties in opeenvolgende magnetische lagen een antiparallelle oriëntatie hebben. De laagdiktes in een dergelijke multilaag zijn in de grootteorde van de vrije weglengte van de spin up-elektronen. De samenstelling van de metaalfilms en de grensvlakken tussen deze films spelen een grote rol in het verschijnsel.



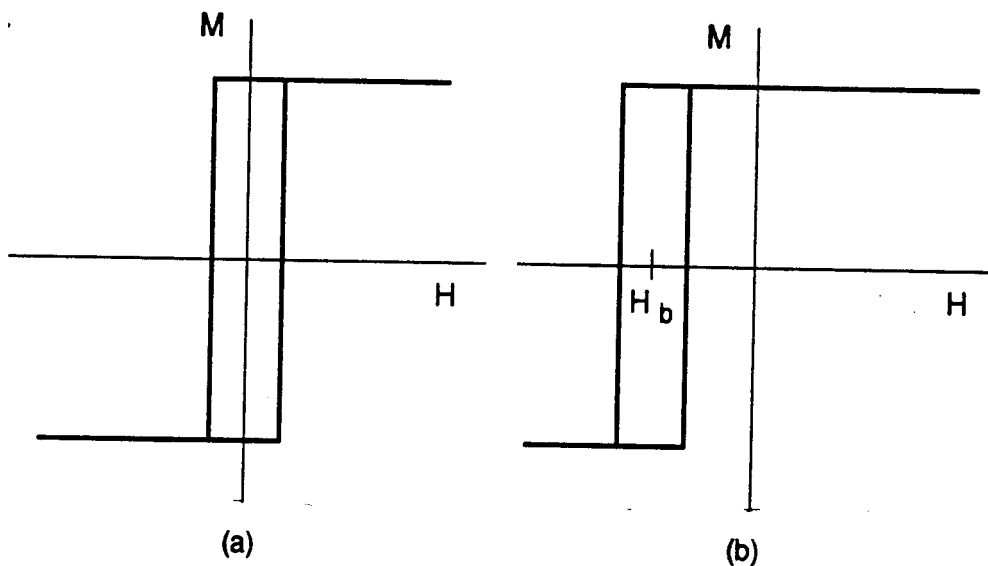
Figuur 1: Schematische weergave van de DCC-leeskop, gebaseerd op het anisotrope magnetoweerstandseffect

Aangezien het spin valve-effect veel groter is dan het anisotrope magnetoweerstandseffect, is een metallische multilaag in principe zeer aantrekkelijk voor toepassing in een magnetoweerstandsledeskop. Een belangrijk probleem vormt echter het veldgebied waarin het spin valve-effect optreedt.

In de onderzoeksgroep Metalen van het Philips Natuurkundig Laboratorium wordt gewerkt aan het multilaagonderzoek, toegespitst op magnetoweerstand van metallische multilagen. Binnen het kader van dit onderzoek wordt zowel theoretisch als experimenteel werk verricht aan $(\text{Fe/Cr})_n$ - en $(\text{Co/Cu})_n$ -systemen, die grote magnetoweerstandseffecten vertonen bij hoge magnetisch velden. Het gaat dus in het algemeen om $(\text{X/Y})_n$ -systemen, afwisselend opgebouwd uit dunne films van metaal X en metaal Y, met n repetities. Metaal X wordt als eerste laag op het substraat aangebracht en het geheel wordt eventueel nog bedekt met een afdeklaag (\neq X of Y) ter voorkoming van oxidatie. Metaal X is een ferromagnetisch overgangsmetaal, metaal Y een niet-magnetisch metaal. Zeer recent is aan

het onderzoeksprogramma een ander multilaagsysteem toegevoegd, namelijk substraat/(Ni₈₀Fe₂₀(Permalloy)/Cu/Ni₈₀Fe₂₀/Mn₅₀Fe₅₀/Cu)_n. Dit systeem onderscheidt zich grofweg op twee punten van de overige systemen:

1. De magnetische lagen bestaan uit een legering van twee ferromagnetische overgangsmetalen.
2. De helft van de magnetische lagen staat in contact met een antiferromagnetische Mn₅₀Fe₅₀-laag, en is hier middels exchange wisselwerking aan gekoppeld. De resulterende verschuiving van de hystereselus langs de veldas wordt exchange biasing genoemd (zie figuur 2). De grootte van de verschuiving, het zogenaamde biasveld, wordt als maat voor de sterkte van de exchange biasing gehanteerd. Dit zal in hoofdstuk 3 uitgebreid worden besproken.



Figuur 2: Schematische weergave van het exchange biasing effect. Magnetisatiecurves van (a) een ongebiaste en (b) een gebiaste Ni₈₀Fe₂₀-laag

Dit type multilaagsystemen is interessanter voor toepassing dan bovengenoemde multilagen vanwege het feit dat er al een magnetoweerstandseffect optreedt bij zeer lage magnetische velden, al bedraagt dit effect slechts enkele procenten. De gevoeligheid van de magnetoweerstandssleeskop wordt namelijk niet alleen bepaald door de grootte van het effect maar ook door het veldinterval waarin het effect gerealiseerd wordt.

Het gaat hier overigens om magnetoweerstand die in het vlak van de multilaag gemeten wordt. In de onderzoeksgroep Experimentele Fysica van het Philips Natuurkundig Laboratorium wordt het magnetoweerstandseffect onderzocht loodrecht op het vlak van de multilaag, waarbij gebruik gemaakt wordt van multilaagpilaren op micrometerschaal.

In het multilaagonderzoek bestaat er een hechte samenwerking tussen het Philips Natuurkundig Laboratorium en de Faculteit der Technische Natuurkunde van de Technische Universiteit Eindhoven (TUE). Deze samenwerking beperkt zich niet tot magnetoweerstandsonderzoek in bovengenoemde groepen, maar behelst ook het onderzoek naar de magnetische eigenschappen van metallische multilagen in de onderzoeksgroep Magnetisme van het Philips Natuurkundig laboratorium.

§1.3 Het onderzoek

Het doel van dit afstudeerwerk is het onderzoeken van spin valve-magnetoweerstand en het exchange biasing effect, toegespitst op het hierboven beschreven systeem substraat/(Ni₈₀Fe₂₀(Permalloy)/Cu/Ni₈₀Fe₂₀/Mn₅₀Fe₅₀/Cu)_n waarbij het aantal repetities n meestal gelijk is aan 1. In dit verslag zullen Ni₈₀Fe₂₀ (ook wel Permalloy genoemd) en Mn₅₀Fe₅₀ verder aangeduid worden met respectievelijk NiFe en MnFe. Onderzocht wordt hoe de grootte van het spin valve-effect afhangt van zowel de laagdiktes van de NiFe-lagen en de Cu-tussenlaag als de temperatuur. Ook wordt er uiteraard aan optimalisatie van het effect gewerkt. Verder wordt het exchange biasing effect onderzocht, ook als functie van de NiFe-laagdikte en de temperatuur. Exchange biasing is namelijk nog altijd niet volledig begrepen, ondanks het feit dat het voor het eerst werd waargenomen in de jaren '50 [MEIK56].

Belangrijk voor toepassing van multilagen in een leeskop is het weerstandsgedrag bij lage velden. Vooral het optreden van hysteresis levert problemen op. We gebruiken de mogelijkheden die het exchange biasing effect biedt om deze hysteresis te verminderen. Er zal blijken dat rotatie van de werkriching van het exchange biasing effect over 90°, door annealen en afkoelen in een magnetisch veld, een vermindering van de hysteresis oplevert.

In het onderzoek aan gebiaste multilagen zijn vooral de laboratoria van Philips en IBM actief. IBM concentreert zijn inspanningen vooral op preparatief gebied in de race naar steeds grotere spin valve-effecten. Binnen Philips richt men zich vooral op het toepassen van de gebiaste multilagen en op het zoeken naar nieuwe systemen. De bovengenoemde optimalisatie van het spin valve-effect bij lage velden door biasveldrotatie is hier een goed

voorbeeld van. Ook onderzoek aan variaties op bovengenoemde multilagen vallen binnen dit kader. Voorbeelden hiervan zijn substraat/bufferlaag/MnFe/NiFe/Cu/NiFe en substraat/bufferlaag/MnFe/NiFe/Cu/NiFe/Cu/NiFe/MnFe. In dit verslag zullen de eerste oriënterende metingen aan dit type systemen gepresenteerd worden.

In hoofdstuk 2 wordt de preparatie en karakterisatie van de multilagen beschreven. In hoofdstuk 3 wordt het exchange biasing effect behandeld. In hoofdstuk 4 wordt de theorie achter het magnetoweerstandseffect uitgewerkt, terwijl hoofdstuk 5 de resultaten van de experimenten geeft. In hoofdstuk 6, tenslotte, worden de resultaten kritisch bekeken en vergeleken met de literatuur, waarna de eindconclusies getrokken worden.

2. PREPARATIE EN KARAKTERISATIE

§2.1 De multilagen

Als basis voor de gebiaste multilagen is gekozen voor de combinatie NiFe/MnFe, een uit de literatuur bekend exchange gebiast systeem. NiFe is een ferromagnetische legering, MnFe, in de γ -fase, is een antiferromagneet. De exchange koppeling tussen NiFe en MnFe wordt uitvoerig behandeld in hoofdstuk 3. Voor de niet-magnetische tussenlaag is Cu gekozen, vanwege de lage specifieke weerstand van dit metaal.

De multilaagpreparaten voor magnetoweerstandsonderzoek hebben dus de volgende samenstelling:

$$\begin{aligned} &\text{substraat} / t_{F1} \text{ NiFe} / t_{Cu} \text{ Cu} / t_{F2} \text{ NiFe} / 80\text{\AA} \text{ MnFe} / 20 \text{ of } 50\text{\AA} \text{ Cu} \\ &40\text{\AA} \leq t_{F1}, t_{F2} \leq 80\text{\AA} \\ &16\text{\AA} \leq t_{Cu} \leq 50\text{\AA} \end{aligned}$$

De laatste Cu-laag fungeert als afdeklaag tegen oxidatie.

Er is ook een multilaag met meerdere repetities gemaakt:

$$\text{substraat} / (80\text{\AA} \text{ NiFe} / 50\text{\AA} \text{ Cu} / 80\text{\AA} \text{ NiFe} / 80\text{\AA} \text{ MnFe} / 50\text{\AA} \text{ Cu})_{15}$$

Als substraat is gebruik gemaakt van glas, Si(100), Si(111) en SiO_x. Ook is in enkele gevallen een kwartssubstraat gebruikt. De substraten kunnen vóór de depositie van metallische films voorbehandeld worden. Hierover later meer. De dikte van de MnFe-laag is gekozen op indicatie van de literatuur ([TSAN81], [STOE88]).

Voor het onderzoeken van het exchange biasing effect zijn er gebiaste NiFe-lagen "in spiegelbeeld" gesputterd op een Cu-bufferlaag:

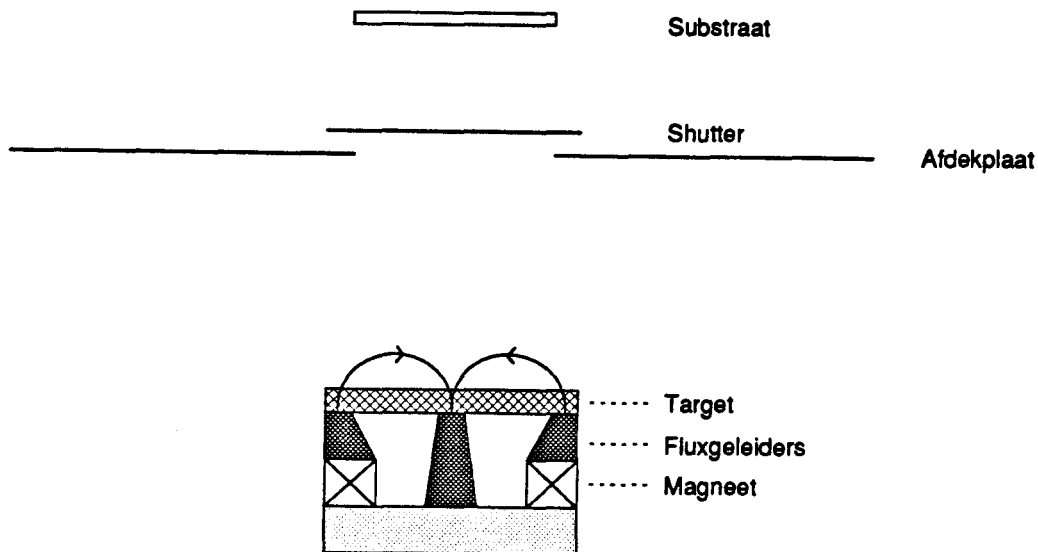
$$\begin{aligned} &\text{substraat} / t_{Cu} \text{ Cu} / 80\text{\AA} \text{ MnFe} / 80\text{\AA} \text{ NiFe} / 20\text{\AA} \text{ Cu} \\ &50\text{\AA} \leq t_{Cu} \leq 1000\text{\AA} \end{aligned}$$

Ook hier is de laatste Cu-laag een afdeklaag.

§2.2 Preparatie

De NiFe/Cu-multilagen worden gemaakt met behulp van Hoog Vacuum-magnetron sputteren. In dit magnetoweerstandsonderzoek wordt sputteren boven bijvoorbeeld Molecular Beam Epitaxy (MBE) verkozen omdat sputteren beter aansluit bij de huidige productiepraktijk en bovendien over het algemeen een goede stoichiometrie van legeringen garandeert. Figuur 3 geeft de sputteropstelling schematisch weer. De te sputteren metalen zijn, in de vorm van

zeer zuivere plakken ("targets"), in de bronnen van de sputterklok aanwezig. Deze bronnen zijn uitgerust met een ringvormige permanente magneet, met een fluxgeleider in het centrum. Voor magnetische targetmaterialen worden sterkere magneten gebruikt, die bovendien zijn uitgerust met een "concentrator" voor het concentreren van het magnetische flux.

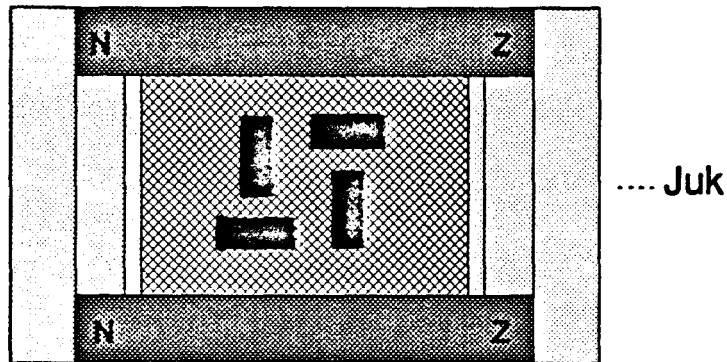


Figuur 3: Schematische weergave van de HV-magnetron sputteropstelling

Voor het sputteren wordt de sputterklok afgepompt tot hoogvacuum ($p \sim 5 \cdot 10^{-7}$ Torr.), waarna argongas ingelaten wordt ($p_{Ar} \sim 5 \cdot 10^{-3}$ Torr.). Door nu een spanning van -300 tot -400 V op het target te zetten, ontstaat er een, door het magnetisch veld gelokaliseerd, argonplasma bij het target. Een bombardement van argondeeltjes zorgt ervoor dat metaalatomen uit het target worden losgemaakt, die vervolgens op het substraat gedeponneerd worden. De kinetische energie van de metaalatomen wordt door botsingen met andere deeltjes gereduceerd tot ongeveer 20 eV, alvorens het substraat te bereiken.

De substraten worden vastgeklemd op een houder, die op zijn beurt op een draaibaar plateau bevestigd is. Om het aangroeien van de metalen te kunnen regelen, is er boven elke bronpositie een sluiters (shutter) aangebracht, die snel opent en sluit, door het draaien van het plateau worden de substraathouders boven de juiste sluiters geplaatst. Dit gebeurt allemaal computergestuurd. De substraten kunnen in-situ geprepareerd worden, zodat het substraattooppervlak vóór het sputteren schoongemaakt is. In dit proces, dat "glimmen" genoemd wordt, wordt een spanning van -1000 V op de afdekplaat, tussen sluiters en target, gezet. Hierdoor ontstaat er een argonplasma rond deze plaat. Aan de afdekplaat

gereflecteerde argondeeltjes (20 eV) kunnen het substraatoppervlak bereiken, waardoor de verontreinigingen van het oppervlak verwijderd worden. Siliciumsubstraten worden over het algemeen eerst, door middel van een HF-oplossing, van hun oxide huidje ontdaan alvorens ze in de klok gebracht worden.



Figuur 4: De magnetische substraathouder met preparaten

Voor het groeien van NiFe/Cu-multilagen worden magnetische substraathouders, uitgerust met Alnico-magneten, gebruikt (zie figuur 4). De magnetische veldsterkte ter plaatse van de substraten bedraagt ongeveer 0.012 T. Met behulp van dit zwakke magnetisch veld is het mogelijk een geïnduceerde magnetische anisotropie aan te leggen in de NiFe-lagen, waarvan de richting bepaald wordt door de veldrichting. Het aanbrengen van een geïnduceerde anisotropie tijdens het sputteren is noodzakelijk om domeinvorming in de NiFe-lagen te verminderen. In de loop van dit verslag zal blijken dat domeinvorming niet gewenst is. In de volgende paragraaf wordt het verschijnsel van geïnduceerde anisotropie verder uitgewerkt. Het zal bovendien blijken dat het magnetisch veld tijdens sputteren een vereiste is voor het tot stand brengen van een goede exchange koppeling tussen NiFe en MnFe (hoofdstuk 3).

Het HV-sputtersysteem is uitgerust met drie bronnen. Recentelijk is er een UHV-sputtersysteem in gebruik genomen dat, benevens een betere achtergronddruk, ook meer bronposities ter beschikking heeft. Hierdoor is het mogelijk geworden gebiaste multilagen op een bufferlaag te groeien, waardoor een betere microstructuur ontstaat.

§2.3 Geïnduceerde anisotropie

Bij het groeien in een extern magnetisch veld ontstaat in veel ferromagnetische legeringen een voorkeursrichting voor de magnetisatie, gericht langs de veldrichting. Dit kan verklaard worden door paarordening in de legering, onder invloed van het veld. De energie van een naaste buur-atoompaar hangt namelijk af van de hoek tussen de paar-as en de richting van de lokale magnetisatie. Elke paarsoort kent een voorkeursrichting ten opzichte van de lokale magnetisatie. Het is dus niet het externe veld tijdens groei dat rechtstreeks verantwoordelijk is voor de richtingsafhankelijke ordening, maar de lokale magnetisatie. De resulterende kleine afwijkingen in de statistische verdeling van de verschillende metaalatomen in de legering veroorzaakt een magnetische anisotropie. [CHIKAZ] geeft een nadere beschrijving van dit verschijnsel, in appendix A wordt een korte kwalitatieve afleiding gegeven.

Formule (A7) in appendix A voor de richtingsafhankelijke paarordening is afgeleid onder aanname dat de energieparameter voor de interactie tussen naaste buurparen en de magnetisatie kleiner is dan de energieterm kT uit de Boltzmannverdeling. Deze aanname wordt gerechtvaardigd door het feit dat de richtingsafhankelijke ordening niet meetbaar is in roosterparameters en elastische constanten, maar slechts alleen in de magnetisatie. We zijn er echter niet in geslaagd de grootte van de geïnduceerde anisotropie met behulp van magnetisatiemetingen te bepalen, doordat de gebruikte Vibrating Sample Magnetometer-opstelling hiervoor niet geschikt is gebleken. Magnetische metingen in een luchtspoelensysteem moeten het in de toekomst mogelijk maken de grootte van de geïnduceerde anisotropie experimenteel te bepalen. Wel wijzen magnetoweerstandsmetingen bij lage velden op de aanwezigheid van deze anisotropie (hoofdstuk 6).

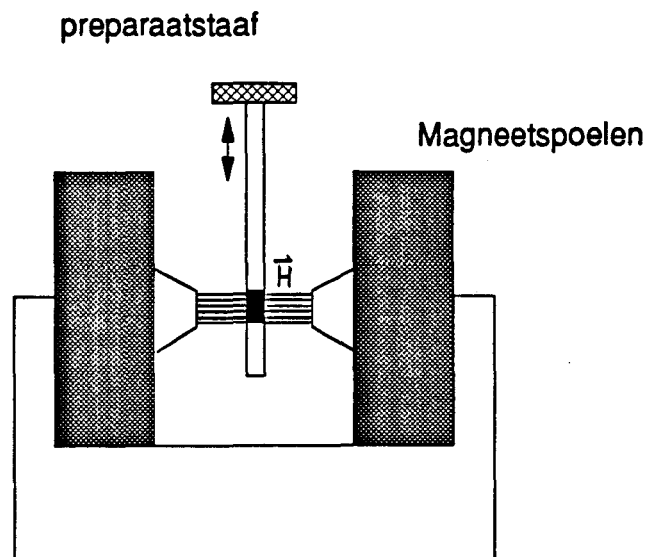
§2.4 Preparaatkarakterisatie

Voor de karakterisatie van de preparaten is gebruik gemaakt van drie verschillende technieken.

2.4.1 Magnetisatiemetingen

Om het gedrag van de magnetische lagen te onderzoeken, wordt de magnetisatie als functie van het aangelegd magnetisch veld gemeten met behulp van een Vibrating Sample Magnetometer (VSM). In deze opstelling wordt het preparaat in een magnetisch veld geplaatst

en in trilling gebracht (80 Hz). Op de poolschoenen, aan weerszijden van het preparaat, zijn detectiespoeltjes aangebracht. Het trillende magnetisch preparaat induceert een bij benadering sinusvormige spanning in deze spoeltjes. Dat deze spanning niet precies sinusvormig is, is te wijten aan de het feit dat het preparaat groot is ten opzichte van de afmetingen van de detectiespoeltjes. Dit elektrische signaal wordt fasegevoelig gedetecteerd en is evenredig met het totale magnetisch moment $M \times V$ (M = magnetisatie, V = volume). Door het externe veld te variëren kan een hystereselus van een magnetisch preparaat opgenomen worden. De opstelling is volledig geautomatiseerd door middel van een Hewlett Packard 9000/300 systeem. De nauwkeurigheidsgrenzen van de meting zijn te beïnvloeden via het besturingsprogramma, door het aantal metingen per punt en/of de toleranties aan te passen. Er is tijdens de metingen een offset van $+2 \cdot 10^{-5} \text{ mAm}^2$ in het gemeten magnetisch moment geconstateerd. De VSM-opstelling is afgebeeld in figuur 5.



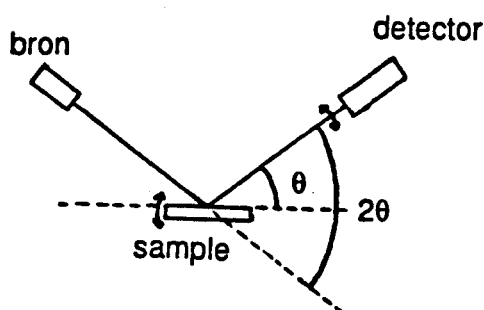
Figuur 5: De VSM-opstelling. De preparaatstaaf trilt in verticale richting en is draaibaar om zijn as met behulp van een stappenmotor. De detectiespoeltjes bevinden zich in het centrum van de magneet (niet afgebeeld).

Voor gebiasde multilagen is vooral de vorm van de hystereselus van belang, alsmede de verschuiving van de lus in het veld, het biasveld.

De resultaten van de VSM-metingen komen aan de orde in het volgende hoofdstuk, dat volledig gewijd is aan het magnetisch gedrag van gebiasde multilagen.

2.4.2 Röntgendiffractiemetingen

Met behulp van röntgendiffractie (XRD) wordt de structuur van de multilaagpreparaten geanalyseerd. De röntgenstraling uit een Cu-bron ($\lambda = 1.5405 \text{ \AA}$) valt onder een hoek θ in op het preparaat. Met behulp van röntgendiffractie kunnen verschillende structureigenschappen van een preparaat bepaald worden.



Figuur 6: Schematische opzet voor röntgendiffractie

Met een θ - 2θ -scan, waarbij de hoek tussen detector-as en invallende bundel twee keer zo groot is als de hoek tussen detector en preparaat (zie fig. 6), kan informatie over de groeirichting, preparaatdikte, multilaagperiode en grensvlakruwheid verkregen worden. In het lage hoekspectrum ($2\theta \leq 10^\circ$) worden zogenaamde "diktefringes", kleine oscillaties in de gedetecteerde intensiteit, gemeten. De 2θ -hoekafstand tussen de opeenvolgende pieken is, volgens de diffractietheorie van Bragg, een maat voor de preparaatdikte. De toepassing van de Braggconditie bij röntgendiffractie is nader toegelicht in [RIJK90], hoofdstuk 1, §3. We hebben de beschikking over een simulatieprogramma GIXA, dat het diffractiespectrum voor een ingegeven preparaatdikte berekent, voor het bepalen van de preparaatdikte. Dit programma maakt gebruik van de theorie van Bragg, echter uitgebreid met een drietal facetten:

- Brekingsindexcorrectie bij lage hoeken.
- Grensvlakruwheid.
- Effect van multilaag opbouw op de intensiteit (grensvlakken).

In het hoge hoekspectrum ($2\theta = 35^\circ - 60^\circ$) vindt men onder andere informatie over de textuur van de lagen. Men meet een hoofdreflectie ten gevolge van de "gemiddelde" kristalstructuur, waar omheen een aantal zogenaamde satellieten gegroepeerd zijn. Deze satellieten zijn afkomstig van diffractie aan de kristalroosters van de verschillende aanwezige materialen. De satellieten zijn in ons geval niet zichtbaar, aangezien de brekingsindexen van de gebruikte

metalen slechts weinig van elkaar verschillen. Naast de reflecties van de multilaag zijn er ook een aantal reflecties van het substraat zichtbaar.

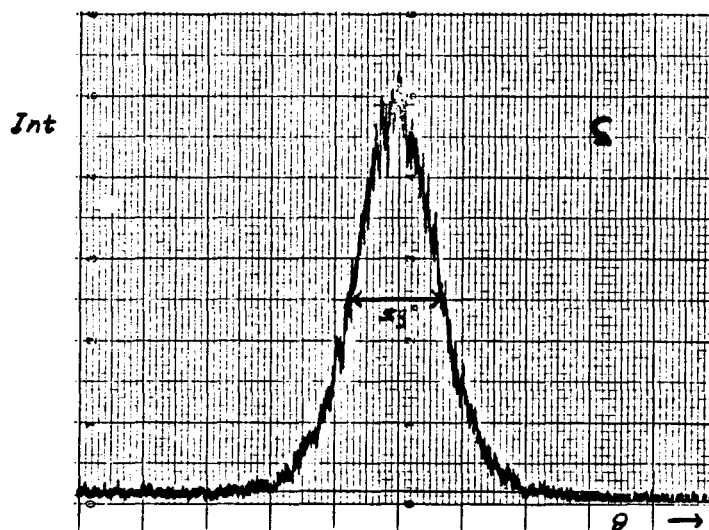
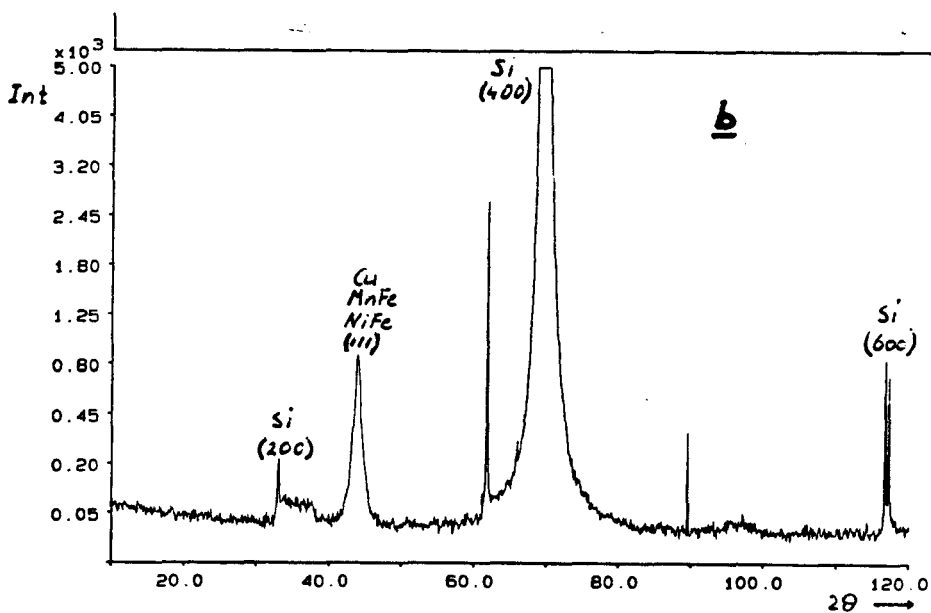
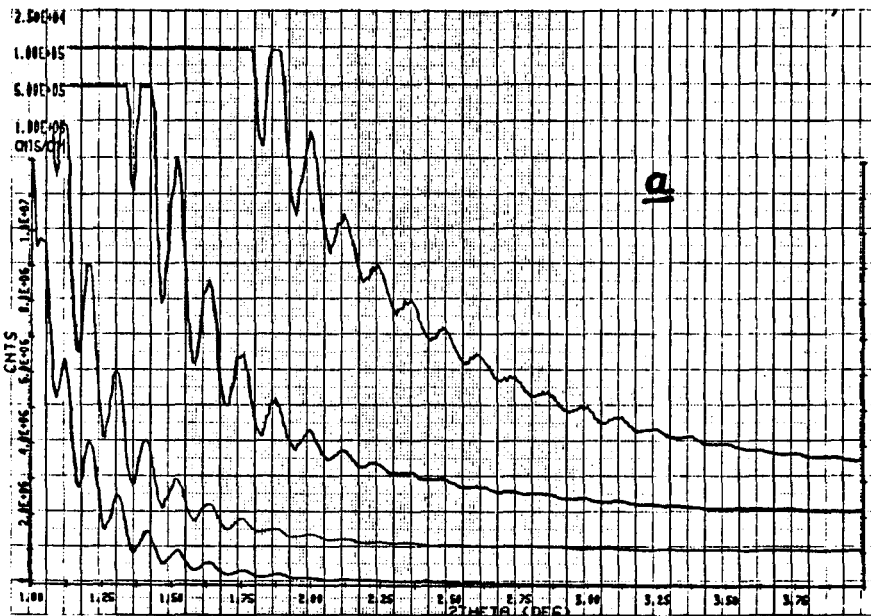
Een andere additionele meetmogelijkheid is de θ -scan. Hierbij wordt het preparaat geroteerd en staat de detector stil. Men meet dan de zogenaamde "rocking curve" voor één bepaalde 2θ -hoek. Over het algemeen wordt de 2θ -hoek genomen die correspondeert met de voorkeursoriëntatie, zoals die bepaald is uit de θ - 2θ -hoge hoekscan. De breedte van een rocking curve-piek, gemeten op halve hoogte, geeft de spreiding in de kristallietoriëntatie weer en is dus een goede kwantitatieve maat voor de textuur. Spreiding in de kristallietoriëntatie wil namelijk zeggen dat de betreffende kristalrichting in delen van het preparaat (kristallieten) een hoek met de normaal van het preparaatvlak maakt. Bij deze rocking curve-metingen wordt ervan uitgegaan dat er sprake is van een zogenaamde fibertextuur, wat wil zeggen dat de verdeling van kristallietoriëntaties in het preparaat rotatiesymmetrisch om de voorkeursoriëntatie is. In figuur 7 zijn de gebruikte diffractietechnieken nog eens op een rijtje gezet aan de hand van de resultaten.

De uit de lage hoek-spectra bepaalde preparaatdiktes wijken in ons geval maximaal 10% af van de nominale diktes. Wanneer vóór het sputteren uit de diktebepaling van een ijkpreparaat de sputtersnelheid voor elk van de metalen berekend wordt, kunnen de dikteafwijkingen in de laagdikte teruggebracht worden tot maximaal 5 %.

Hoge hoek-spectra wijzen er op dat gebiasde NiFe/Cu-multilagen op alle gebruikte substraten groeien in een fcc-structuur met (111)-textuur. Rocking curve-metingen tonen aan dat er een grote spreiding (grote piekbreedte) mogelijk is in de kristallietoriëntatie, afhankelijk van de preparatiecondities. Een belangrijk punt is de kwaliteit van het substraat.

Zowel normale multilagen (zie §2.1) als afzonderlijke Cu- en NiFe-lagen, zonder substraatbehandeling gegroeid op Si(100) of glas, vertonen een rocking curve-breedte van ongeveer 14° . Bij een normale multilaag met 15 repetities is de rocking curve-breedte teruggelopen tot 11° . Dit duidt erop dat de textuur op grotere afstand van het substraat gaandeweg verbetert. De gebruikte substraten leveren dus niet de ideale begincondities voor een goede (111)-textuur. Er zijn globaal drie mogelijkheden om dit te verbeteren:

- substraatvoorbehandeling.
- groeien op bufferlaag.
- (111)-substraat.



Figuur 7: (a) Lage hoekspectrum van Si(100)/600Å NiFe (b) Hoge hoekspectrum van Si(100)/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (c) "Rocking curve" van Si(100)/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe.

Tabel 1: Rocking curve-metingen bij verschillende substraatcondities. De gemeten metaalfilms zijn (I) 100Å NiFe, (II) 80Å NiFe / 50Å Cu / 80Å NiFe en (III) 80Å NiFe / 50Å Cu / 80Å NiFe / 80Å MnFe.

Substraat	Preparaat	Rocking curve-breedte (°)
Si(100) 30 min. glimmen, 2% HF-dip	I/II	5.9
Si(111) 30 min. glimmen, 2% HF-dip	I	6.4
Si(100) 30 min. glimmen, 2% HF-dip, 20Å Fe-bufferlaag	I	5.3
Si(100) 30 min. glimmen, 2% HF-dip, 50Å Fe-bufferlaag	I/II	14.2
Si(100) 30 min. glimmen, 2% HF-dip,	III	10.0

De resultaten van deze verbeteringen zijn te zien in tabel 1. Deze resultaten tonen aan dat substraatvoorbehandeling een essentiële stap in het preparatieproces is. Een dunne bufferlaag op het substraat kan dan nog een verdere verbetering geven. Bij de keuze van deze bufferlaag dient zowel met de invloed van deze laag op de textuur als op het magnetoweerstandseffect rekening gehouden te worden. Met de keuze van Fe als bufferlaag is alleen gekeken naar het textuur-aspect. De textuur van het preparaat lijkt te verbeteren, mits de bufferlaag dun gekozen wordt.

De microstructuur van het preparaat lijkt, volgens de literatuur, van invloed te zijn op de grootte van het magnetoweerstandseffect. Dit volgt ook uit onze magnetoweerstandsmetingen. Bovendien zal later blijken dat het ook voor exchange biasing met MnFe van belang is dat er sprake is van een goed gedefinieerde (111)-textuur. Het verder experimenteren met bufferlagen valt buiten het bestek van dit onderzoek, mede door het feit dat de HV magnetron sputterapparatuur maar drie bronposities heeft die bij het maken van multilagen bezet worden door NiFe-, MnFe- en Cu-targets.

De eerste en de laatste rij van tabel 1 leveren een interessant contrast op. De aanwezigheid van een MnFe-laag in het preparaat levert een forse verbreding van de rocking curve op. Dit bewijst dat het groeien van MnFe in een multilaag een extra moeilijke zaak is. Daarover in het volgende hoofdstuk meer.

2.4.3 Chemische analyse

Chemische analyse biedt de mogelijkheid om de precieze chemische samenstelling van de preparaten te bepalen. Uit de resultaten kunnen de molverhoudingen in de NiFe- en MnFe-legeringen of, uitgaande van de nominale molverhoudingen, de laagdiktes berekend worden. Ook van de Cu-lagen wordt op deze manier de laagdikte bepaald.

Voor de analyse worden de laagjes van een preparaat opgelost in een salpeterzuuroplossing. Deze oplossing wordt verstoven in een inductief gekoppeld plasma, waarna het emissiespektrum van dit plasma geanalyseerd wordt. Het emissiespektrum wordt vergeleken met het spektrum van een ijkoplossing, waaruit vervolgens laagdiktes en/of molverhoudingen berekend kunnen worden met een onnauwkeurigheid van ongeveer 5 %.

Aangezien chemische analyse een destructieve techniek is, wordt deze alleen in uiterste noodzaak toegepast. Dit gebeurt met name wanneer VSM- en XRD-meting geen eenduidig uitsluitsel geven over de laagdiktes in het preparaat, en om te controleren of de gebruikte legeringen tijdens sputteren stoichiometrisch worden overgebracht.

De laagdiktebepalingen bevestigen maximaal 10% onnauwkeurigheid in preparaatdikte, gemeten middels XRD. Deze onnauwkeurigheid wordt hoofdzakelijk veroorzaakt doordat de sputtersnelheden van de verschillende materialen vaak niet nauwkeurig bekend zijn. Zoals in §2.4.2 al opgemerkt is kan een ijking met behulp van de XRD-faciliteiten een factor 2 verbetering opleveren. De molverhouding van MnFe is $\text{Mn}_{49,1}\text{Fe}_{50,9}$, voor NiFe geldt $\text{Ni}_{80,9}\text{Fe}_{19,1}$. De nominale stoichiometrie daarentegen is $\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}$ en $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Voor de grootte van de exchange biasing is het zeer belangrijk dat MnFe de juiste stoichiometrie heeft. In [HEMP78] wordt aangetoond dat de grootte van de exchange biasing als functie van de Mn-concentratie een scherp maximum vertoont bij 50 %. Aangenomen wordt dat bij afwijkende concentraties de, voor exchange biasing noodzakelijke, metastabiele γ -fase van MnFe niet meer kan worden gestabiliseerd (zie hoofdstuk 3). We kunnen echter concluderen dat de MnFe-samenstelling dicht genoeg bij de ideale samenstelling ligt.

3 EXCHANGE BIASING

§3.1 Inleiding

Het verschijnsel "exchange biasing" werd omstreeks 1956 ontdekt door Meiklejohn en Bean, in geoxideerde cobaltbolletjes ([MEIK56]). Magnetisatiemetingen wezen erop dat deze bolletjes een eenrichtingsanisotropie vertoonden, hetgeen zich manifesteert in een, in het veld, verschoven hystereselus ("biasing"). De anisotropie-energie in dit geval wordt gekenmerkt door $\cos\Theta$, in tegenstelling tot de gebruikelijke uniaxiale anisotropie waarbij de hoekafhankelijkheid als een $\cos^2\Theta$ vertegenwoordigd is. Θ is de hoek tussen de magnetisatie en de anisotropierichting. De lusverschuiving bleek af te nemen bij toenemende temperatuur en tot nul te reduceren in de buurt van de Néeltemperatuur van CoO. Men concludeerde dat er een exchange-wisselwerking moest bestaan tussen het ferromagnetisch Co en het antiferromagnetisch CoO, waardoor het effect "exchange biasing" werd genoemd.

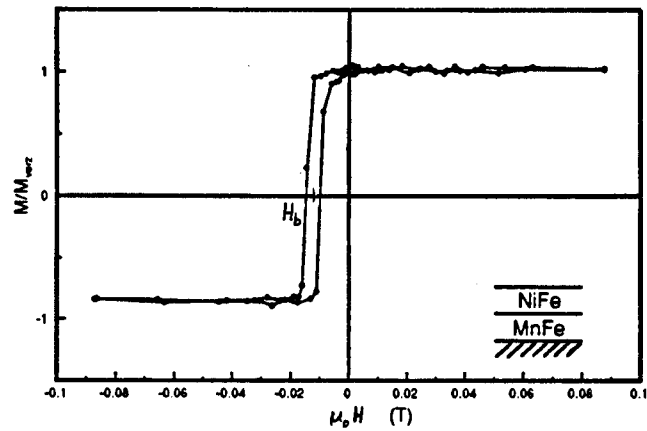
In de jaren zesig ontdekte Massenot dat deze exchange biasing ook werkte met een FeMnNi-legering als antiferromagneet. Door interdiffusie tijdens verhitting werd een NiFe/Mn-preparaat getransformeerd tot een FeMnNi-laag op NiFe. Deze combinatie bleek ook een verschoven magnetisatiecurve te vertonen ([MASS65]). Uit de voortzetting van dit onderzoek is de combinatie NiFe/MnFe als exchange gebiast systeem ontstaan ([HEMP78]).

In de loop van dit verslag (hoofdstuk 4 e.v.) zal blijken, dat de grootste spin valvemagnetoweerstandsverschijnselen in metallische multilagen optreden wanneer de magnetisaties van opeenvolgende magnetische lagen een antiparallelle oriëntatie hebben. Met behulp van exchange biasing kan deze situatie bereikt worden ([DIEN91C]).

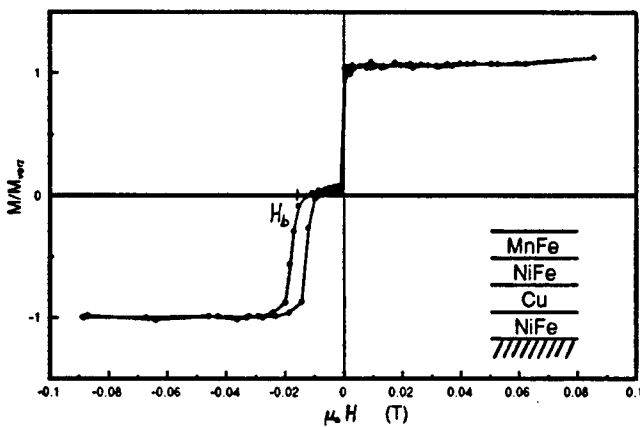
§3.2 Fenomenologie

Wanneer op een, door een extern veld, volledig gemagnetiseerde NiFe-laag een dunne MnFe-laag gegroeid wordt, dan leidt de exchange-koppeling over het grensvlak tot een verschuiving van de hystereselus van de NiFe-laag in het veld. Deze verschuiving wordt gekarakteriseerd door een biasveld H_b , welke een maat is voor de sterkte van de exchange-koppeling (zie figuur 8a). Voor een exchange gebiaste multilaag, van het type beschreven in §2.1, betekent dit dat er één gekoppelde en één vrije magnetische laag is. Met behulp van een klein extern magnetisch veld is het nu mogelijk de magnetisatie-richting van de vrije laag te veranderen, zonder de magnetisatie van de gebiaste laag te beïnvloeden (figuur 8b en c).

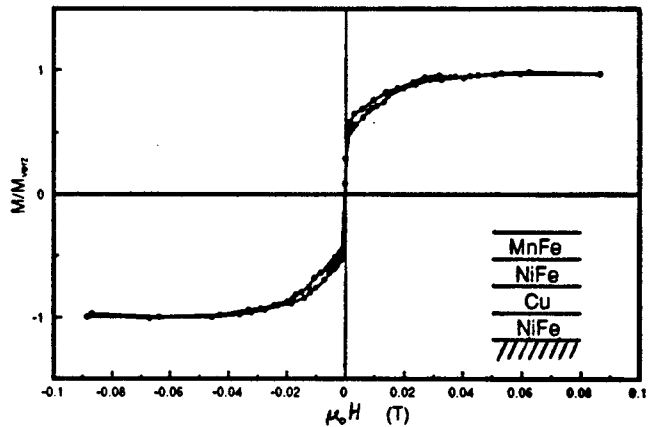
Grafiek 8b is gemeten langs de biasrichting. Op het plateau links van de oorsprong staan de magnetisaties anti-parallel. In 8c wordt er, in het preparaatvlak, loodrecht op de biasrichting gemeten. De sprong in magnetisatie wordt veroorzaakt door de vrije magnetische laag, terwijl het geleidelijk verlopende gedeelte afkomstig is van de gebiaste laag.



(a)



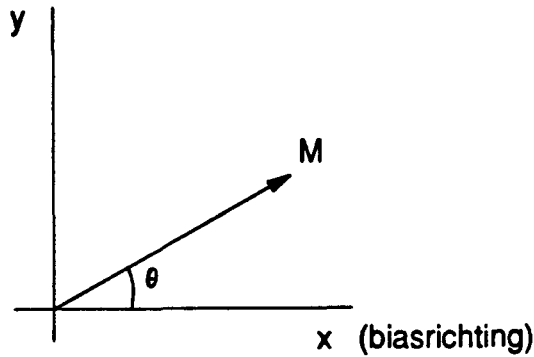
(b)



(c)

Figuur 8: Hysteresecurve van (a) een exchange gebiaste NiFe-laag (b) een exchange gebiaste multilaag, gemeten langs de as van de biasrichting, (c) een exchange gebiaste multilaag, gemeten loodrecht op de biasrichting.

Kwantitatief is dit als volgt in te zien. We bekijken het gedrag van een ferromagnetische laag met dikte t , die exchange gekoppeld is aan een antiferromagnetische laag. We verwaarlozen voor het gemak alle andere vormen van anisotropie. De geometrie van het probleem is weergegeven in figuur 9. Voor de anisotropie-energie ten gevolge van de exchange koppeling geldt dan:



Figuur 9: geometrie in het exchange gebiaast systeem

$$E_b = -\frac{K_b}{t} \cos\theta \quad (\text{J/m}^3) \quad (1)$$

Hierin is K_b de anisotropieconstante. Voor de Zeeman-energie geldt:

$$E_v = -\mu_0 \mathbf{M} \cdot \mathbf{H} \quad (\text{J/m}^3) \quad (2)$$

Hierin is M de magnetisatie en H het aangelegde magnetisch veld.

Nu onderscheiden we twee gevallen:

(1) Het magnetisch veld is gericht langs de y-as.

De totale energie is dan:

$$E_{\text{tot}} = -\frac{H_b}{t} \cos\theta - \mu_0 M H \sin\theta$$

Het systeem streeft bij elke veldwaarde naar een energiminimum, dus:

$$\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial \theta} = \frac{K_b}{t} \sin\theta - \mu_0 M H \cos\theta = 0$$

waaruit volgt dat:

$$\tan\theta = \frac{\mu_0 M H t}{K_b} = \frac{H}{|H_b|} \quad (3)$$

M_y , de y-component van de magnetisatie, is gelijk aan $M \sin\theta$ waarbij θ voldoet aan vergelijking (3). Hieruit volgt dus duidelijk het geleidelijke verloop in de magnetisatiecurve van figuur 8c, wanneer het externe veld loodrecht op het biasveld staat.

(2) Het magnetisch veld is gericht langs de x-as.

Het biasveld wordt dan bepaald door de voorwaarde: $E_{\text{tot}}(M_x = +M_{\text{verz}}) = E_{\text{tot}}(M_x = -M_{\text{verz}})$. M_{verz} is de verzadigingsmagnetisatie en M_x is de x-component van de magnetisatie. Dit wordt:

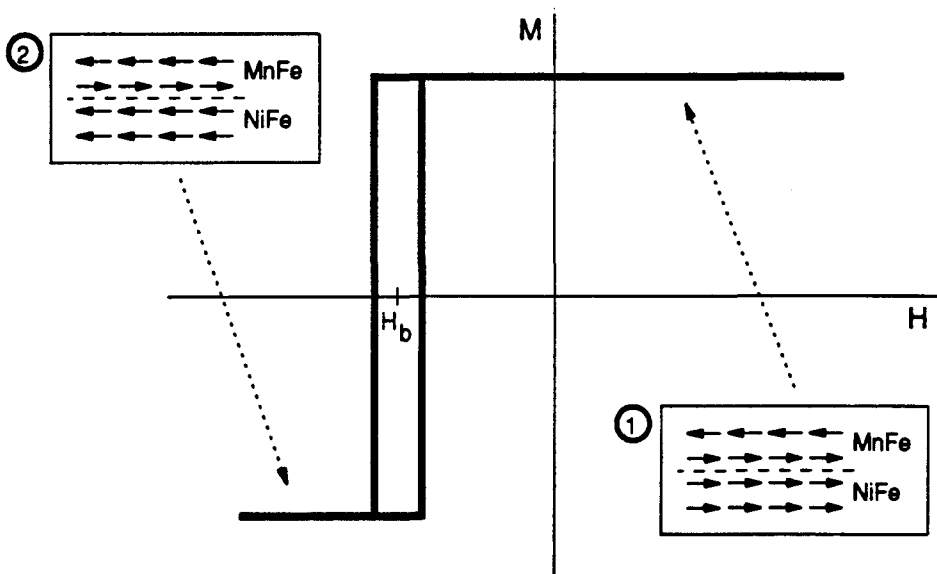
$$-\frac{K_b}{t} - \mu_0 M_{\text{verz}} H = \frac{K_b}{t} + \mu_0 M_{\text{verz}} H$$

waaruit volgt:

$$H_b = -\frac{K_b}{\mu_0 M_{\text{verz}} t} \quad (4)$$

§3.3 Modelvorming

De meest eenvoudige beschrijving van exchange biasing door MnFe berust op het werk van Meiklejohn en Bean voor Co/CoO en gaat uit van de aanname van een colineaire spinstructuur in de betrokken ferro- en antiferromagnetische laag. [MALO87] geeft een goede samenvatting van deze theorie, in figuur 10 is het model schematisch in beeld gebracht. Aangenomen wordt dat er sprake is van een ferromagnetische spinkoppeling over het grensvlak, en dat de momenten in MnFe-(111)-vlakken, evenwijdig aan het grensvlak, ongecompenseerd zijn.



Figuur 10: Eenvoudig model voor het exchange biasing effect

In toestand 1 is de grensvlakenergie (per eenheid van oppervlakte) gelijk aan $\sigma = -\frac{J_1}{a^2}$, waarbij a de roosterconstante en J_1 de exchange koppeling per atoompaar over het grensvlak

voorstelt. In toestand 2 geldt $\sigma = +\frac{J_1}{a^2}$. Uit het evenwicht tussen Zeemanenergie en grensvlakenergie volgt voor het biasveld:

$$H_b = \frac{\Delta\sigma}{2\mu_0 M_F t_F} = \frac{J_1}{\mu_0 M_F t_F a^2} \quad (5)$$

M_F en t_F zijn respectievelijk magnetisatie en dikte van de ferromagnetische laag. Een grootteorde berekening van $\mu_0 H_b$ geeft ongeveer 6.5 T voor een NiFe-laag van 80 Å dikte. Appendix C geeft een lijst met afgeschatte waarden voor de verschillende grootheden in deze berekening. Experimenteel valt het biasveld een factor 400 lager uit.

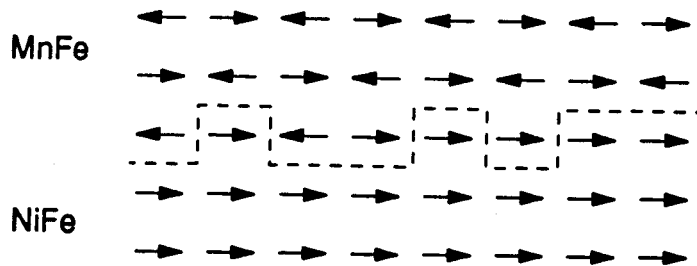
Mauri et al. ([MAUR87]; zie ook commentaar van Malozemoff [MALO87]) verklaren deze discrepantie door aan te nemen dat situatie 2 relaxeert naar een energetisch gunstigere toestand door het vormen van een planaire domeinwand (evenwijdig aan de grensvlakken). Fundamentele voorwaarde voor de vorming van deze domeinwand is natuurlijk wel, dat de domeinwandenergie kleiner is dan het grensvlakenergieverschil tussen toestand 1 en 2. Of deze domeinwand zich in de NiFe- of MnFe-laag bevindt wordt bepaald door de domeinwandenergie $E_D = 4\sqrt{AK}$, waarbij A de "exchange stiffness" en K de anisotropiekonstante is. Een domeinwand zal ontstaan in de laag met de laagste domeinwandenergie. Een grootteordeberekening van E_D met de data uit appendix C geeft hieromtrent geen overtuigend uitsluitsel: voor de NiFe- en de MnFe-laag levert dit respectievelijk $7.5 \cdot 10^{-4}$ J/m² en $8.5 \cdot 10^{-4}$ J/m² op. Mauri neemt op grond van een soortgelijke energiebeschouwing aan, dat de domeinwand in de MnFe-laag zit. Na relaxatie van toestand 2 wordt het grensvlakenergieverschil dan: $\Delta\sigma = 4\sqrt{A_{AF}K_{AF}}$, waardoor het biasveld reduceert tot

$$H_b = \frac{2\sqrt{A_{AF}K_{AF}}}{\mu_0 M_F t_F} \quad (6)$$

Het planaire domeinwandmodel van Mauri geeft, met de getallen van appendix C, een $\mu_0 H_b$ -waarde van ongeveer 70 mT voor een NiFe-laag van 80 Å. Dit is dezelfde grootteorde als de experimenteel gevonden waarde van 17 mT en geeft dus een redelijke overeenstemming. De aannames van dit model zijn echter niet realistisch, aangezien uitgegaan wordt van (1) een perfect grensvlak tussen MnFe en NiFe en (2) een niet-gecompenseerd oppervlak voor MnFe.

Malozemoff heeft vervolgens een nieuw model ontwikkeld waarin rekening gehouden

wordt met (1) grensvlakruwheid, (2) een gecompenseerd oppervlak voor MnFe en (3) domeinvorming in de MnFe-laag ([MALO87] en [MALO88A]). Figuur 11 toont een NiFe/MnFe-grensvlak atomaire stappen.



Figuur 11: De invloed van grensvlakruwheid. De antiferromagnetische vlakken zijn gecompenseerd

Wanneer de grensvlakruwheid volledig willekeurig zou zijn, zou er netto geen exchange biasing gemeten worden.

In het nieuwe model van Malozemoff wordt aangenomen, dat de MnFe-laag zijn energie minimaliseert door op te splitsen in domeinen met domeinwanden loodrecht op het grensvlak. Deze domeinvorming treedt op doordat de antiferromagnetische spinordering wordt gefrustreerd door de exchange interactie aan het ruwe grensvlak. Als men nu het grensvlak beschouwt als een ensemble van domeinen met dimensies $L \times L$, die N grensvlakatomen bevatten ($N = L^2/a^2$), is er dankzij de statistische spreiding \sqrt{N} in de spinverdeling in een domein een netto biasveld meetbaar. De bijdragen van de domeinen zijn echter willekeurig verdeeld. Door het groeien in magnetisch veld hebben de afzonderlijke bijdragen van de verschillende domeinen hetzelfde teken en dezelfde richting. Voor het netto biasveld geldt:

$$H_b = \frac{J_i}{\mu_0 M_F t_F a^2} \cdot \frac{\sqrt{N}}{N} = \frac{J_i}{\pi \mu_0 M_F t_F a} \cdot \sqrt{\frac{K_{AF}}{A_{AF}}} \quad (7)$$

waarbij domeingrootte $L = \pi \sqrt{\frac{A_{AF}}{K_{AF}}} = O(1000 \text{ \AA})$ (volgens [MALO87]).

Door introductie van grensvlakruwheid in het model wordt $\mu_0 H_b$ uit formule 5 met een factor $\frac{\pi}{a} \sqrt{\frac{A_{AF}}{K_{AF}}} = 1000$ gereduceerd, waardoor een aanvaardbare waarde ontstaat.

Een zwak punt in de modellen voor exchange biasing, zoals die in het voorgaande beschreven zijn, is de aanname van een colineaire spinstructuur in de (111)-vlakken van de

antiferromagnetische laag. Van MnFe is bekend, dat de spinstructuur volstrekt niet aan deze aanname voldoet.

MnFe vertoont slechts antiferromagnetisch gedrag wanneer het kristalliseert in de γ -fase. γ -MnFe heeft een fcc-structuur en is metastabiel. Voor het stabiliseren van deze fase is een fcc-substraat vereist met een roosterconstante van ongeveer 3.6 Å. Daartoe wordt MnFe vaak gegroeid op NiFe of Cu. In [HOWA88] wordt melding gemaakt van een andere techniek waarbij 2500 Å MnFe met N₂-addities als substraat gebruikt wordt voor een "gewone" MnFe-laag. Door de partiële N₂-druk tijdens sputteren van de substraatlaag goed te kiezen (ongeveer 10⁻⁵ Torr.), verkrijgt men een roosterparameter die even groot is als die van γ -MnFe. Wanneer het substraat niet aan de eisen voldoet zal MnFe in de α -bcc-fase kristalliseren, die geen magnetische ordening kent. De α -fase van MnFe bestaat uit een mengsel van een Mn-rijke en een Fe-rijke legering ([KUBA82]).

Umebayashi [UMEB66] heeft experimenteel aangetoond dat de magnetische ordening van atomair ongeordend γ -MnFe een kubisch karakter heeft. De magnetische eenheidscel bestaat uit 4 spins, die gericht zijn langs de vier diagonalen van de eenheidskubus, zodat totale resulterende spinmoment gelijk is aan nul. Aangezien onze preparaten een (111)-structuur hebben, is het van belang hoe de spins georiënteerd zijn ten opzichte van het (111)-vlak. Uit het werk van Umebayashi kunnen we concluderen dat alle spins een hoek met het (111)-vlak maken en niet colineair zijn.

Een vereenvoudigde zienswijze waarin een colineaire spinstructuur denkbaar is, wordt beschreven door Lambin ([LAMB84]). Lambin vereenvoudigt de magnetische structuur van MnFe door ordening tussen Mn en Fe aan te nemen. In zijn theorie zijn twee varianten mogelijk, namelijk: (a) Het rooster bestaat uit ongecompenseerde Fe- en Mn-vlakken die antiferromagnetisch gekoppeld zijn. (b) Er zijn gemengde Fe-Mn-lagen, met een schaakbordpatroon, die antiferromagnetisch zijn in zichzelf. Hier is dus sprake van gecompenseerde vlakken.

Deze theorie kan alleen een colineaire spinstructuur verklaren in lagen met een (001)-textuur, uitgaande van een geordende MnFe-legering. Voor andere groeirichtingen biedt dit dus geen houvast. Bovendien is er nooit experimenteel aangetoond, dat er op atomair niveau ordening kan optreden tussen Mn- en Fe-atomen ([ENDO71]).

§3.4 Exchange biasing in een multilaag

In gebiasde multilagen met NiFe en MnFe kunnen we twee verschillende soorten onderscheiden, namelijk substraat/NiFe/Cu/NiFe/MnFe ("NiFe/MnFe-systemen") en substraat/bufferlaag/MnFe/NiFe/Cu/NiFe ("MnFe/NiFe-systemen"). Het essentiële verschil tussen deze systemen is de volgorde waarin de lagen gesputterd worden.

3.4.1 NiFe/MnFe-systemen

In dit geval fungeert de onderliggende laagstructuur NiFe/Cu/NiFe als fcc-substraat voor de groei van MnFe. Zoals in hoofdstuk 2 reeds vermeld is, zijn de multilagen gegroeid in een extern magnetisch veld. Dit veroorzaakt een geïnduceerde anisotropie in de NiFe-lagen, maar blijkt ook van belang te zijn voor de biasing. Er is experimenteel vastgesteld dat de biasrichting bepaald wordt door de veldrichting tijdens groeien. De MnFe-laag groeit namelijk in contact met een gemagnetiseerde NiFe-laag, waardoor waarschijnlijk de magnetische ordening van de eerste monolagen MnFe bepaald wordt door exchange-wisselwerking met NiFe. Aangezien γ -MnFe een antiferromagnetische spinordering kent en er ongetwijfeld sprake is van grensvlakruwheid, breekt de MnFe-laag op in domeinen ten gevolge van de energetische conflicten ("frustratie") tussen antiferromagnetische ordening en de exchange-ordening aan het grensvlak (§3.2).

In verschillende publikaties over exchange biasing ([TSAN82], [SCOT85], [SCHL86], [SPER87], [STOE88]) wordt gesproken over een verdeling van het NiFe/MnFe-grensvlak in regio's (MnFe-domeinen, kristallieten??), die elk een bijdrage leveren tot de exchange biasing. Belangrijke parameters hierbij zijn de exchange-koppeling over het grensvlak en de lokale anisotropie in de antiferromagnetische laag (zie formule 7). De afzonderlijke bijdragen tot de biasing onderscheiden zich door verschillen in grootte, afhankelijk van bovengenoemde parameters, en verschillen in richting. Door het groeien in een extern magnetisch veld zouden de bijdragen van de verschillende regio's al tijdens de groei gericht kunnen worden, waardoor een netto biasveld vastligt in de structuur. Wanneer er niet in een veld gegroeid wordt, zou er dus op macroscopische schaal geen netto biasing meetbaar moeten zijn vanwege de willekeurige biasing in de regio's.

Magnetisatiemetingen van Coehoorn (Philips NatLab) aan NiFe/MnFe-preparaten, die zonder veld gesputterd zijn, vertonen toch exchange biasing. Opvallend is echter een geleidelijke verandering van de magnetisatierichting in de buurt van het biasveld in plaats van

de stapvormige overgang bij in-veld gegroeide preparaten zoals die zichtbaar is in figuur 8. De grootte van het biasveld is in beide gevallen ongeveer gelijk. Bovendien lijkt het eerst aangelegde veld tijdens de meting van invloed op de biasrichting te zijn. Men zou, analoog aan het bovenstaande, kunnen concluderen dat de willekeurig verdeelde biasingbijdragen na preparatie nog enigszins te beïnvloeden zijn door een magnetisch veld, zodat er toch een netto biasveld ontstaat. Dit "richten" van de biasing na preparatie blijkt echter lang niet altijd goed te werken, terwijl groeien in een magnetisch veld een uitstekend reproduceerbare biasrichting geeft.

Nauwkeurige analyse van de magnetisatiemetingen aan een aantal NiFe/Cu/NiFe/MnFe-multilagen laat zien dat de verzadigingsmagnetisatie in de biasrichting groter is dan in tegengestelde richting. De grootte van het effect valt ongeveer samen met de meetnauwkeurigheid, maar aangezien het verschil in magnetisatie in alle onderzochte gevallen hetzelfde teken heeft vermoeden we dat er meer aan de hand is. Tabel 2 toont de bijbehorende getalwaarden. Onderstaande getallen zouden erop kunnen wijzen, dat een klein deel van de magnetische momenten (ongeveer 1/3 atoomlaag) in de gebiasde NiFe-laag in de biasrichting blijft staan wanneer een extern veld de magnetisatie van de laag in de tegengestelde richting trekt. Het ligt voor de hand aan te nemen dat dit momenten aan het NiFe/MnFe-grensvlak betreft, die door (microscopische) exchange over het grensvlak vastgehouden worden in de biasrichting. Het is niet erg waarschijnlijk, gezien de grootte van het effect, dat er hier sprake is van één in-vlak domeinwand in NiFe, omdat daar minstens één volledige atoomlaag bij betrokken is. Een dergelijke domeinwand in NiFe is overigens volgens Mauri en Malozemoff energetisch gezien niet gunstig (§3.3). Het moet om kleine groepjes NiFe-spins gaan die zeer sterk gekoppeld zijn aan MnFe-spins. Een groter magnetisch veld is vereist om deze koppeling te verbreken.

Het is echter opvallend dat in een preparaat uit een andere groeireeks (preparaat #9 in tabel 2), waarin een verbeterde groei is aangetoond, het verschijnsel zich niet manifesteert.

Uit formule 4 §3.2 laat zien dat het biasveld omgekeerd evenredig is met de gebiasde NiFe-laagdikte. Hetzelfde blijkt uit de formule van Malozemoff (formule 7).

Tabel 2: Vergelijking van de verzadigingsmomenten in de biasrichting (kolom 2) en in tegengestelde richting (kolom 3), gecorrigeerd voor een offset in de magnetisatiemeting. In appendix D is de samenstelling van de preparaten weergegeven.

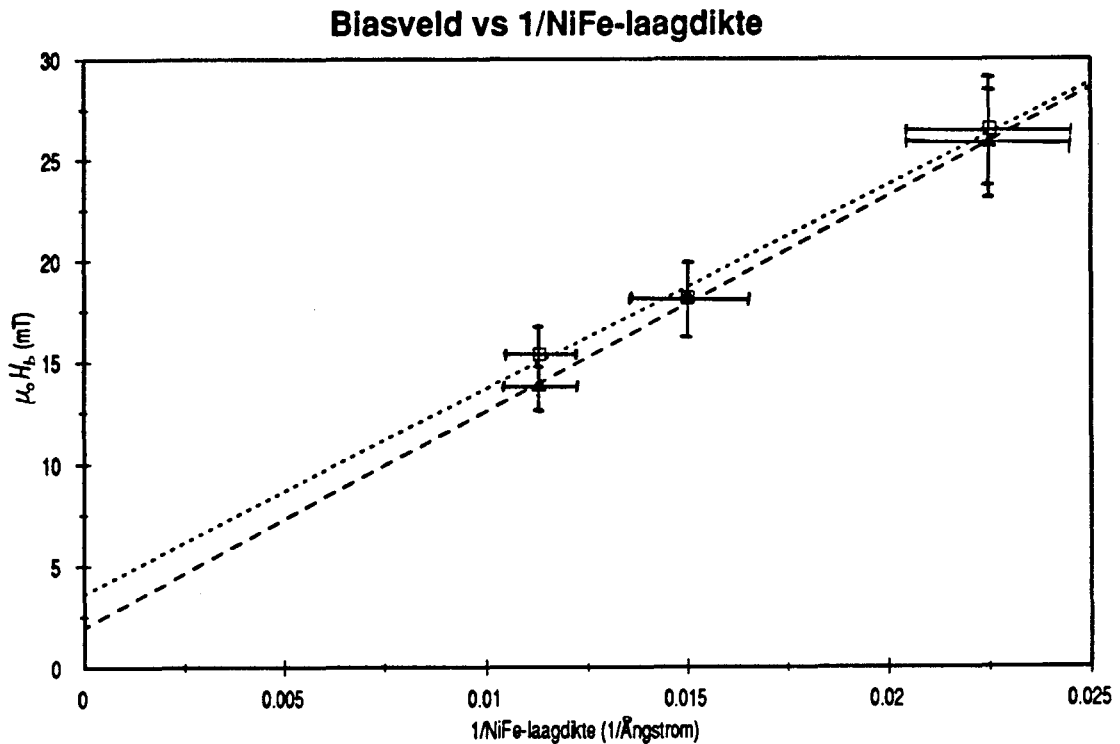
Preparaat	$M_s \times V(\text{bias}) (10^{-4} \text{mAm}^2)$	$M_s \times V(-\text{bias}) (10^{-4} \text{mAm}^2)$
#1	5.74	5.65
#2	5.74	5.69
#3	6.04	5.87
#4	3.87	3.80
#5	3.80	3.73
#6	3.86	3.80
#7	2.36	2.29
#8	2.67	2.59
#11	2.27	2.36

$$\mu_0 H_b = \frac{C}{t_F} \quad \text{met} \quad C = \frac{\mu_0 J_i}{\pi \mu_0 M_F a} \cdot \sqrt{\frac{K_{AF}}{A_{AF}}} \quad (7)$$

Met behulp van appendix C is de parameter C te berekenen: $C = 0.5 \cdot 10^{-10} \text{ Tm}$.

In figuur 12 is het gemeten biasveld, afgeleid uit magnetisatiemetingen, is uitgezet tegen de reciproke NiFe-laagdikte. Deze laagdiktes zijn gecorrigeerd (met een factor 1.1) conform de XRD-metingen. De resultaten bevestigen formule 7, de uit een fit verkregen evenredigheidsconstante C bedraagt $1.04 \cdot 10^{-10} \text{ Tm} \pm 0.35 \cdot 10^{-10} \text{ Tm}$. In [STOE88] wordt $0.85 \cdot 10^{-10} \text{ Tm}$ gevonden uit ferromagnetische resonantiemetingen. Fujimori vindt $0.98 \cdot 10^{-10} \text{ Tm}$ ([FUJI88]) uit magnetisatiemetingen aan geannealde en in veld afgekoelde preparaten. Er is redelijke overeenstemming in grootteorde tussen de theoretische benadering en de experimenten. Meer dan een grootteorde-beschouwing heeft geen zin omdat (a) de theoretische berekening gebaseerd is op een colineaire spinstructuur en (b) de grootte van het biasveld afhankelijk kan zijn van de microstructuur (grensvlakruwheid, korrelgroei) van het preparaat, die voor verschillende preparaten niet gelijk hoeft te zijn. Overigens bevestigt de evenredigheid van H_b en $1/t_F$ dat exchange biasing een grensvlakeffect is.

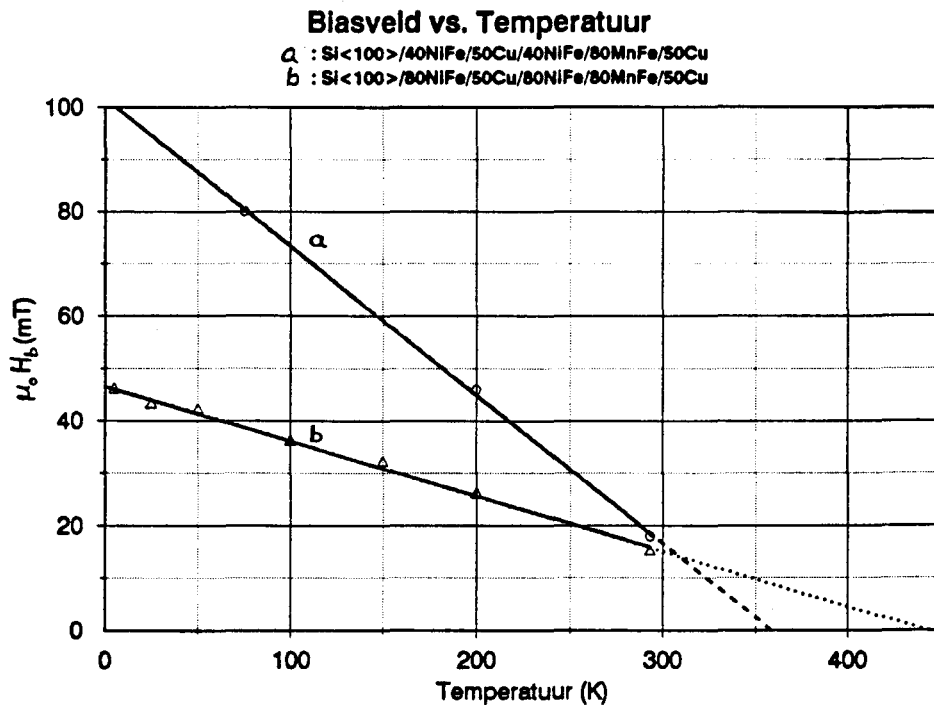
De invloed van de MnFe-laagdikte op het biasveld is niet onderzocht. Op grond van de literatuur hierover ([STOE88], [TSAN81]) is gekozen voor een laagdikte van 80 \AA . Deze



Figuur 12: Gemeten biasveld bij kamertemperatuur versus de reciproke laagdikte van de gebiasde NiFe-laag, gemeten aan gebiasde multilagen op Si(100).

bronnen melden namelijk een konstante waarde voor het biasveld voor MnFe-lagen van 75 tot 500 Å. Bij laagdiktes kleiner dan 75 Å neemt het biasveld sterk af.

Figuur 13 toont de grootte van het biasveld als functie van de temperatuur, bepaald uit magnetoweerstandsmetingen (zie hoofdstuk 5). Hieruit is af te leiden dat het biasveld bij benadering lineair afneemt met stijgende temperatuur. De extrapolatie naar $H_b = 0$ wordt de "blocking temperature" genoemd. Deze ligt in de buurt van de Néeltemperatuur van de dunne MnFe-laag, die ongeveer 500 K bedraagt. Het is opvallend, dat de blocking temperature sterk blijkt te verschillen tussen de verschillende preparaten. Dit zou kunnen samenhangen met kleine stoichiometrische verschillen in MnFe, hetgeen echter niet expliciet is aangetoond. Boven de blocking temperature wordt er geen exchange biasing meer gevonden. Een mogelijke gedachte hierachter is dat boven de blocking temperature de magnetokristallijne anisotropie en interatomaire exchange interacties in de MnFe-laag te klein worden om de momenten in het kristallografisch rooster te verankeren, waardoor de exchange biasing verdwijnt ([SPER90]). De magnetische ordening in de NiFe-laag draagt niet bij aan de temperatuurafhankelijkheid van de biasing, aangezien er ruimschoots onder de



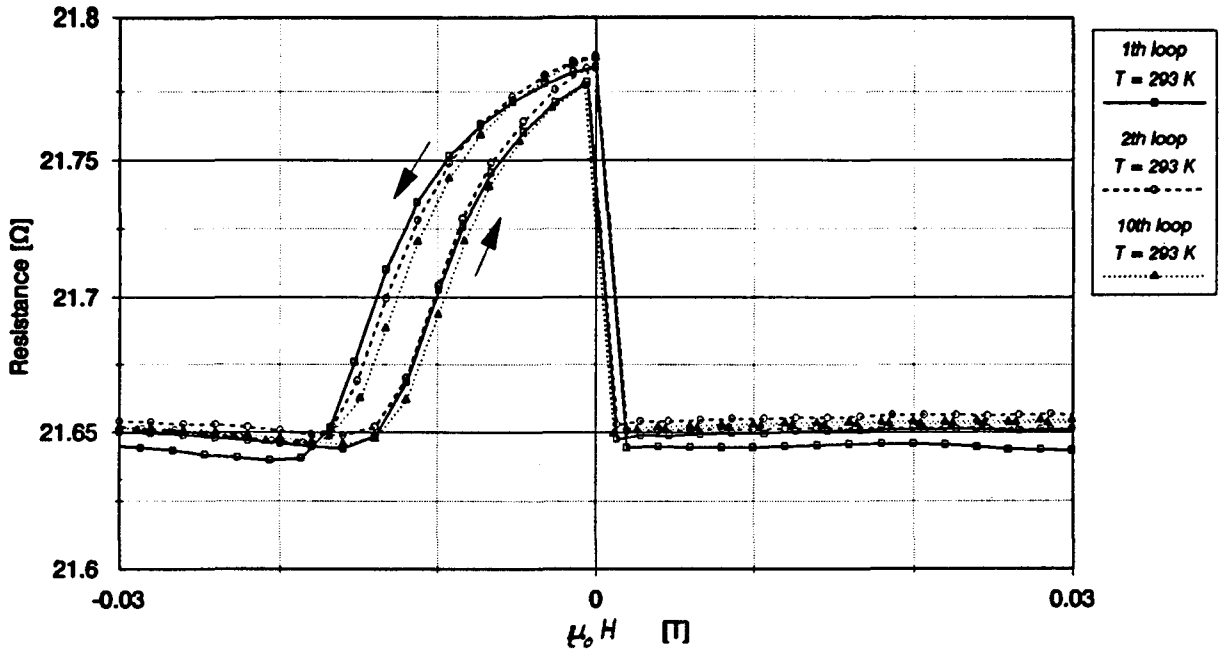
Figuur 13: Biasveld versus temperatuur voor twee verschillende preparaten. De resultaten zijn verkregen uit magnetoweerstandsmetingen.

Curietemperatuur van NiFe (~ 875 K) gewerkt wordt.

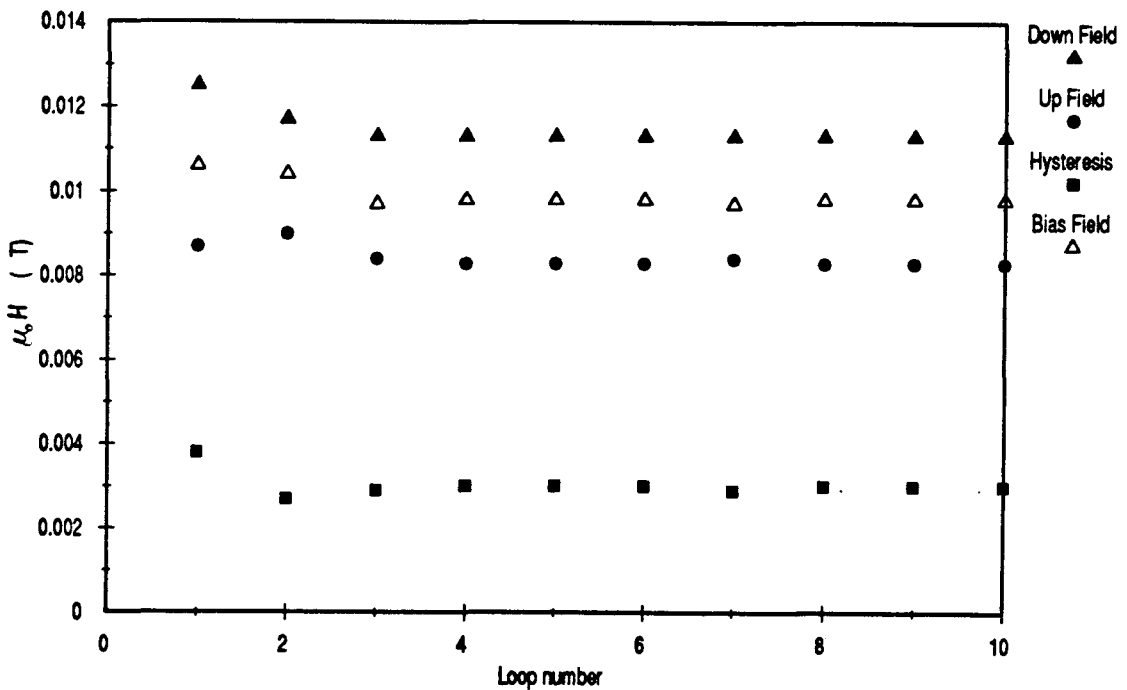
Het gedrag van de biasing als functie van de temperatuur kan gebruikt worden om de biasrichting te manipuleren. In §3.5 zal hier verder op worden ingegaan.

Malozemoff veronderstelt dat de MnFe-laag, in het streven naar een energiminimum, opsplijt in domeinen. Dat deze domeinvorming geen absolute minimalisatie van de energie oplevert, blijkt uit het optreden van de zogenaamde trainingseffecten. Figuur 14 en 15 illustreren dit verschijnsel aan de hand van de resultaten van magnetoweerstandsmetingen. Wanneer de richting van het veld meerdere malen omgeklapt wordt, wordt er een afname geconstateerd in het biasveld en de hysteresis van de gebiasde laag. Blijkbaar wordt onder invloed van de veranderende NiFe-magnetisatie het domeinpatroon in de MnFe-laag gemodificeerd en worden er uiteindelijk domeinwanden geannihileerd. Dit leidt tot een energetisch gunstigere toestand met grotere domeinen, waardoor het exchange biasing effect kleiner wordt ([SCHL86], [STOE88], [MALO88B]). Na enige herhalingen is het energiminimum bereikt en nemen biasveld en hysteresis nauwelijks meer af. De afname van hysteresis, waarover hier gesproken wordt, betreft niet de hysteresisverschijnselen ten gevolge van de domeinwandverplaatsing in de NiFe-laag zoals die bij $\mu_0 H = 0$ T voor de ongebiaste laag

Si<100>/40NiFe/50Cu/80NiFe/80MnFe/50Cu



Figuur 14: Resultaten van een 10 maal herhaalde magnetoweerstandsmeting bij laag magneetveld.



Figuur 15: Analyse van de weerstandssprong bij het biasveld. De waarden zijn gemeten op halve hoogte. "Down Field " en "Up Field" geven de ligging van de dalende en stijgende flank in de weerstand weer (zie pijlen).

waargenomen wordt. Er wordt aangenomen, dat het hier gaat om hysteresis die samenhangt met de biasing. Men zou zich kunnen voorstellen dat er regio's zijn met een kleine AF-

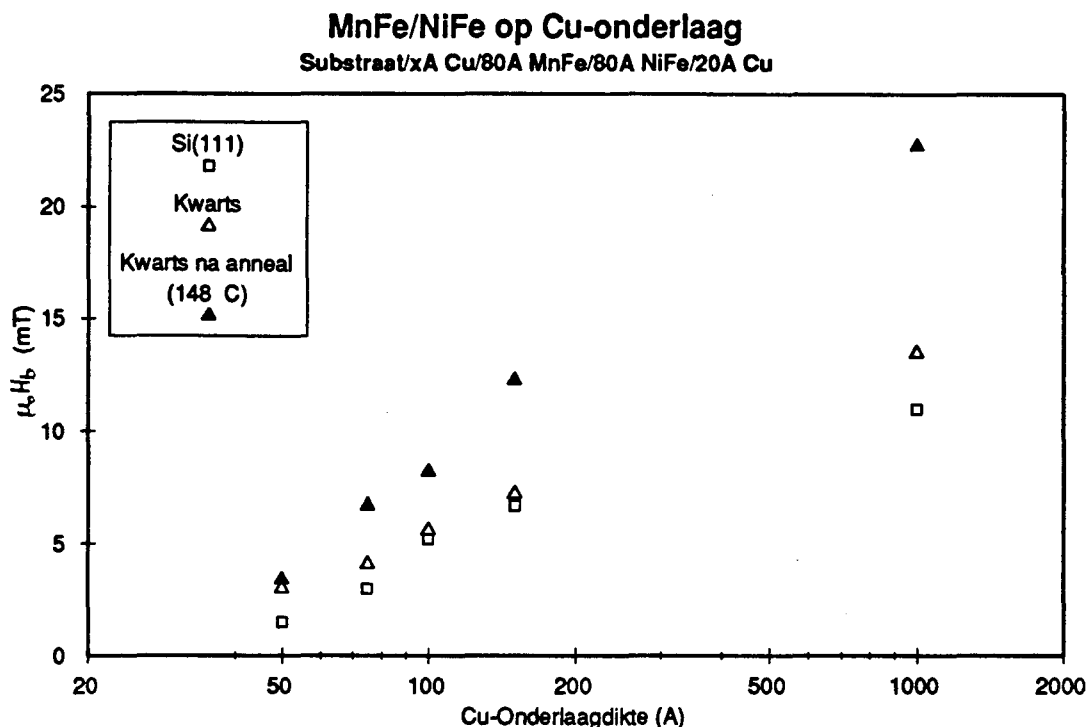
anisotropie waarin de MnFe-momenten, die door exchange interactie voldoende sterk gekoppeld zijn aan NiFe-momenten, irreversibel met de NiFe-momenten zouden kunnen roteren wanneer de magnetisatie omklapt. Dit voegt een extra hysteresebijdrage toe aan de "normale" hysteresis van NiFe.

3.4.2 MnFe/NiFe-systemen

In MnFe/NiFe-systemen wordt de MnFe-laag als eerste laag op het substraat gegroeid. De meeste "gewone" substraten, zoals silicium en glas, voldoen niet aan de hoge eisen die het stabiliseren van γ -MnFe vraagt. Daarom wordt gebruik gemaakt van een bufferlaag van bijvoorbeeld Cu, die een fcc-structuur en een roosterparameter van ongeveer 3.6 Å heeft. We hebben verscheidene experimenten gedaan met verschillende substraten (Si(100), Si(111), kwarts) en Cu-onderlagen. Uit XRD-metingen blijkt dat 80 Å MnFe op kwarts al een zwakke fcc-(111)-textuur vertoont, die sterker wordt met de aanwezigheid van een Cu-bufferlaag. Op Si(111) verloopt stabilisatie van de γ -fase een stuk moeizamer: hier is minimaal 50 Å Cu als bufferlaag nodig.

In figuur 16 zijn de resultaten weergegeven van VSM-metingen aan MnFe/NiFe-systemen met Cu-bufferlaag. Deze preparaten zijn in een magneetveld gegroeid. Ook uit deze metingen blijkt dat kwarts een geschikt substraat is voor de groei van MnFe, al blijft de Cu-bufferlaag noodzakelijk voor het verkrijgen van een bruikbaar biasveld. Het gemeten biasveld neemt toe als functie van de Cu-laagdikte. Tot 1000 Å Cu wordt nog geen maximum in de biasing gevonden. Annealen van de multilaag tot ongeveer 150 °C en afkoelen in een magnetisch veld van 12 mT langs de oorspronkelijke biasrichting levert een verbetering van ongeveer een factor 2 op in het biasveld. Zo zijn dus hogere biasvelden te verkrijgen dan in NiFe/MnFe-systemen. In [TSAN81] worden (omgerekend naar de juiste NiFe-laagdikte) dezelfde resultaten gevonden.

Opvallend is dat er, afhankelijk van de Cu-bufferlaagdikte, een biasveld van meer dan 10 mT verkregen kan worden met weinig spreiding (d.w.z. een "vierkante" hystereselus), zonder dat de MnFe-laag, vanwege de omgekeerde groeivolgorde, gegroeid is in contact met een gemagnetiseerde NiFe-laag. Ervan uitgaande dat er geen geïnduceerde anisotropie in MnFe ontstaat, is dit geval vergelijkbaar met een NiFe/MnFe-systeem, dat niet in een veld gegroeid is. In dat geval wordt er echter wel een grote spreiding in het biasveld gevonden (experimenten van Coehoorn, zie 3.4.1). Er dienen zich, voor zover de beperkte hoeveelheid

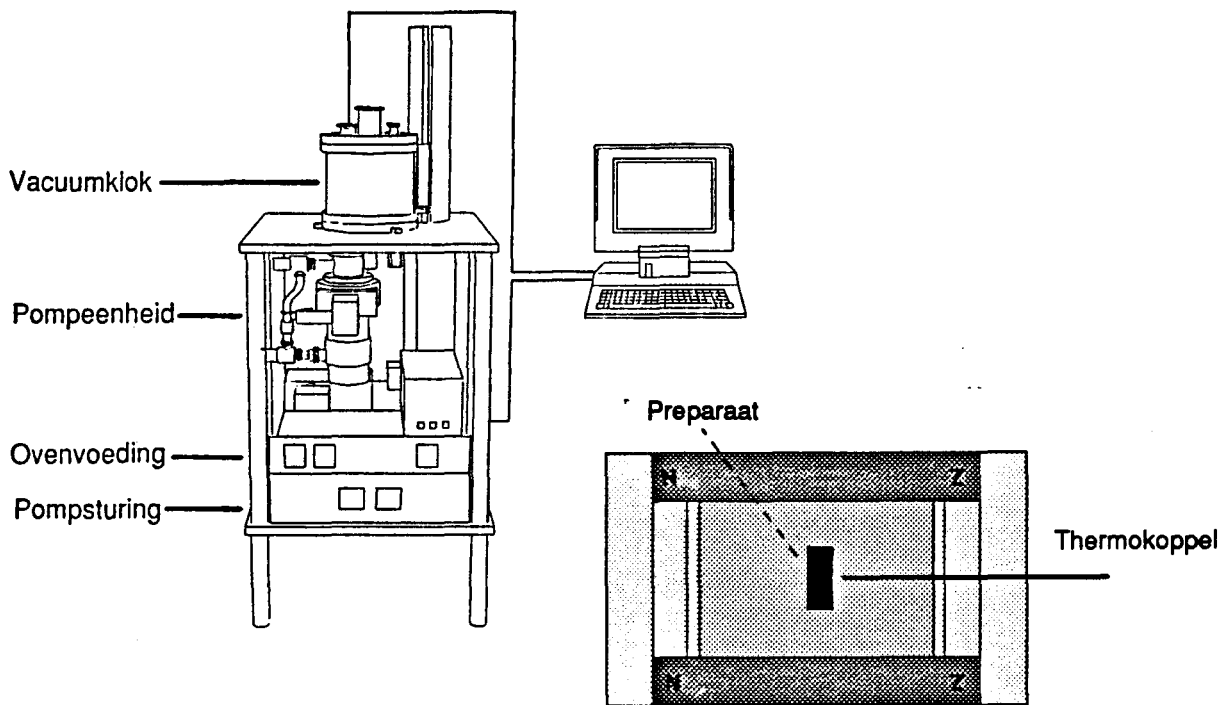


Figuur 16: Biasveld van MnFe/NiFe-systemen versus de dikte van de Cu-onderlaag.

gegevens het toelaat, twee mogelijke verklaringen aan. Ten eerste zou er misschien toch sprake kunnen zijn van een uniaxiale geïnduceerde anisotropie in MnFe, waardoor tijdens de groei de as van de biasing wordt vastgelegd. Dit verklaart echter niet, waarom de biasrichting samenvalt met het veld tijdens groeien. Ten tweede zou er sprake van kunnen zijn, dat de opwarming van het substraat tot ongeveer 100 °C tijdens NiFe-depositie, al tijdens de groei een soort in-veld annealproces veroorzaakt, waardoor er een duidelijke biasing in het preparaat ontstaat.

Ook bij deze systemen is de MnFe-laag in alle gevallen 80 Å dik gekozen. Zoals reeds eerder opgemerkt, is dit bijna de minimale dikte waarvoor een optimale biasing verkregen wordt. Hier is het echter van wezenlijk belang de MnFe-laag zo dun mogelijk te kiezen, omdat er aangenomen wordt dat er op grotere afstand van de bufferlaag een verlies van de γ -fase van MnFe optreedt, hetgeen in dit geval ten koste van de biasing gaat. Bovendien zal het ontstaan van α -MnFe in de laag niet bevorderlijk zijn voor de textuur van de rest van de multilaag, die op de MnFe-laag gesputterd wordt.

§3.5 Biasveldrotatie

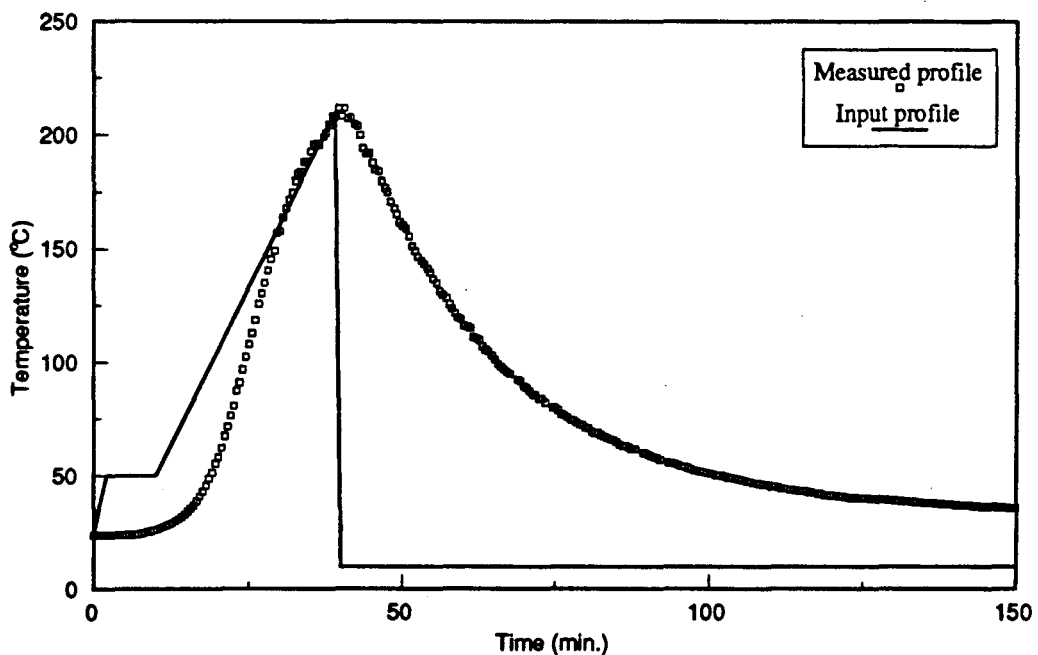


Figuur 17: De experimentele opzet voor magnetisch annealen schematisch weergegeven.

Al in 1978 werd door Hempstead et al. een techniek toegepast die we hier magnetisch annealen zullen noemen ([HEMP78]). Tijdens magnetisch annealen wordt een preparaat verwarmd en vervolgens in een magnetisch veld afgekoeld. We hebben deze techniek gebruikt om de exchange biasing te manipuleren. In §3.4.2 nam het biasveld van MnFe/NiFe-systemen met een factor 2 toe door magnetisch te annealen met het veld in de oorspronkelijke biasrichting. Een andere toepassing van magnetisch annealen wordt in deze paragraaf beschreven: het magnetisch veld wordt onder een hoek van 90° met oorspronkelijke biasveld gezet. Wanneer de annealtemperatuur voldoende hoog gekozen wordt, is het mogelijk de biasrichting over 90° te roteren. De behandelde preparaten zijn NiFe/Cu/NiFe/MnFe-multilagen.

Middels biasveldrotatie door magnetisch annealen bereiken we dat de voorkeursrichtingen van beide magnetische lagen in een eenvoudige multilaag onder een hoek van 90° komen te staan. Op deze manier proberen we het magnetoweerstandsgedrag bij zeer lage velden te verbeteren. Tijdens de meting staat het externe magnetisch veld namelijk

evenwijdig aan de biasrichting, dus loodrecht op de voorkeursrichting van de vrije NiFe-laag die bepaald wordt door geïnduceerde anisotropie. Het "omklappen" van de magnetisatie van deze NiFe-laag, onder invloed van een veld, gebeurt dus door coherente rotatie van de momenten, die door het veld uit hun voorkeursrichting getrokken worden (zie §3.2). Dit in tegenstelling tot het proces van domeinwandverschuiving, wanneer de geïnduceerde anisotropie langs de veldas ligt. We verwachten dat het rotatieproces veel minder hysterese vertoont dan het domeinwandproces. Bij het domeinwandproces kan de bewegende domeinwand plaatselijk vastgehouden worden door bijvoorbeeld verontreinigingen en korrelgrenzen, waardoor hysterese ontstaat. Het rotatieproces is in principe hysteresevrij. In hoeverre dit in de praktijk de gewenste verbetering in magnetoweerstandsgedrag oplevert, zal blijken in de volgende hoofdstukken. De opstelling voor magnetisch annealen is schematisch weergegeven in figuur 17.



Figuur 18: Ingesteld en gemeten temperatuurprofiel voor magnetisch annealen als functie van de tijd.

Voor de verhitting van het preparaat wordt een ovenblok gebruikt, bestaande uit een keramisch lichaam dat een aantal gloeidraden herbergt. Dit ovenblok wordt gevoed door een Delta Elektronika SM 7020-D Power Supply. De preparaattemperatuur wordt gemeten door een thermokoppel dat op enkele millimeters van het preparaat bevestigd is. Dit thermokoppel

maakt geen contact met de metalen onderdelen van de opstelling. De opstelling wordt bestuurd met een Philips P3120 computer. Het temperatuurprofiel wordt door middel van een temperatuur/tijd-invoertabel ingegeven. Met behulp van het thermokoppel en een PI-regeling wordt de temperatuurinstelling gestabiliseerd. In eerste instantie nemen we aan dat alleen de gerealiseerde maximumtemperatuur van belang is, en niet de vorm van het profiel. Figuur 18 toont het ingesteld en gemeten temperatuurprofiel van een annealexperiment als functie van de tijd. Na het bereiken van de maximumtemperatuur is er sprake van vrije afkoeling door warmte-afgifte aan de omgeving.

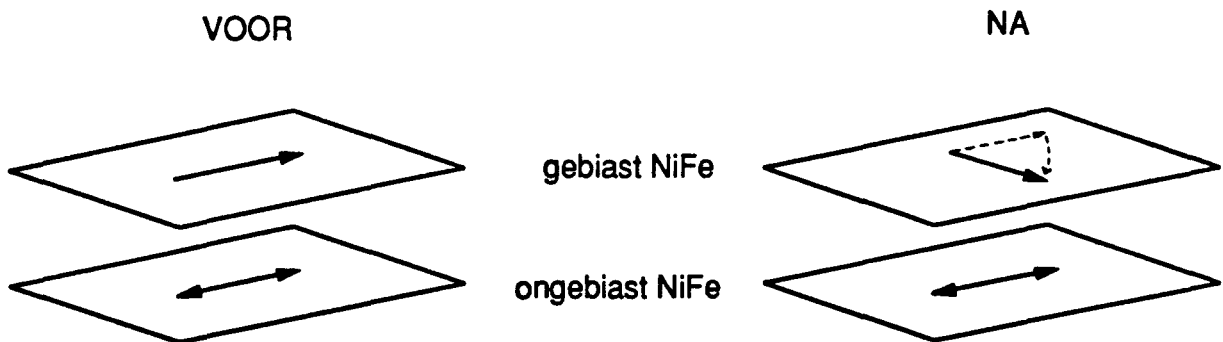
Het behoort tot de mogelijkheden om de annealexperimenten in vacuüm uit te voeren, om oxidatie van het preparaat te voorkomen. Uit talloze experimenten is echter gebleken dat dit een nauwkeurige temperatuurmeting in de weg staat. Daarom is er gekozen voor een N₂-atmosfeer, die evenmin aanleiding geeft tot oxidatie. Met het pompstel wordt de opstelling op een druk van ongeveer $2 \cdot 10^{-6}$ Torr. gebracht waarna N₂-gas ingelaten wordt. Voor het aanleggen van het magnetisch veld wordt een magnetische substraathouder van de sputteropstelling gebruikt (12 mT). De houder met het preparaat bevindt zich enkele centimeters boven het ovenblok. Het preparaat wordt dus indirect, via de N₂-atmosfeer, verwarmd.

In tabel 3 zijn de resultaten van het magnetische annealen op een rij gezet. In al deze preparaten is met meer of minder succes biasveldrotatie gerealiseerd. De annealtemperatuur is als variabele gekozen. De geannealde preparaten zijn afkomstig van drie verschillende sputterseries; de resultaten zijn dus niet zonder meer onderling vergelijkbaar. Om deze reden zijn ook voor elke serie de betreffende grootheden van ongeannealde preparaten in de tabel opgenomen. Weergegeven zijn de totale magnetische momenten ($M \times V$) van de verschillende NiFe-lagen evenals het biasveld, verkregen uit magnetisatiemetingen. Deze grootheden zijn, voor ongeannealde preparaten, gemeten langs de oorspronkelijke biasrichting, voor de geannealde preparaten langs de (verwachte) nieuwe biasrichting. Figuur 19a geeft de magnetische voorkeursrichtingen van de NiFe-lagen voor en na biasveldrotatie.

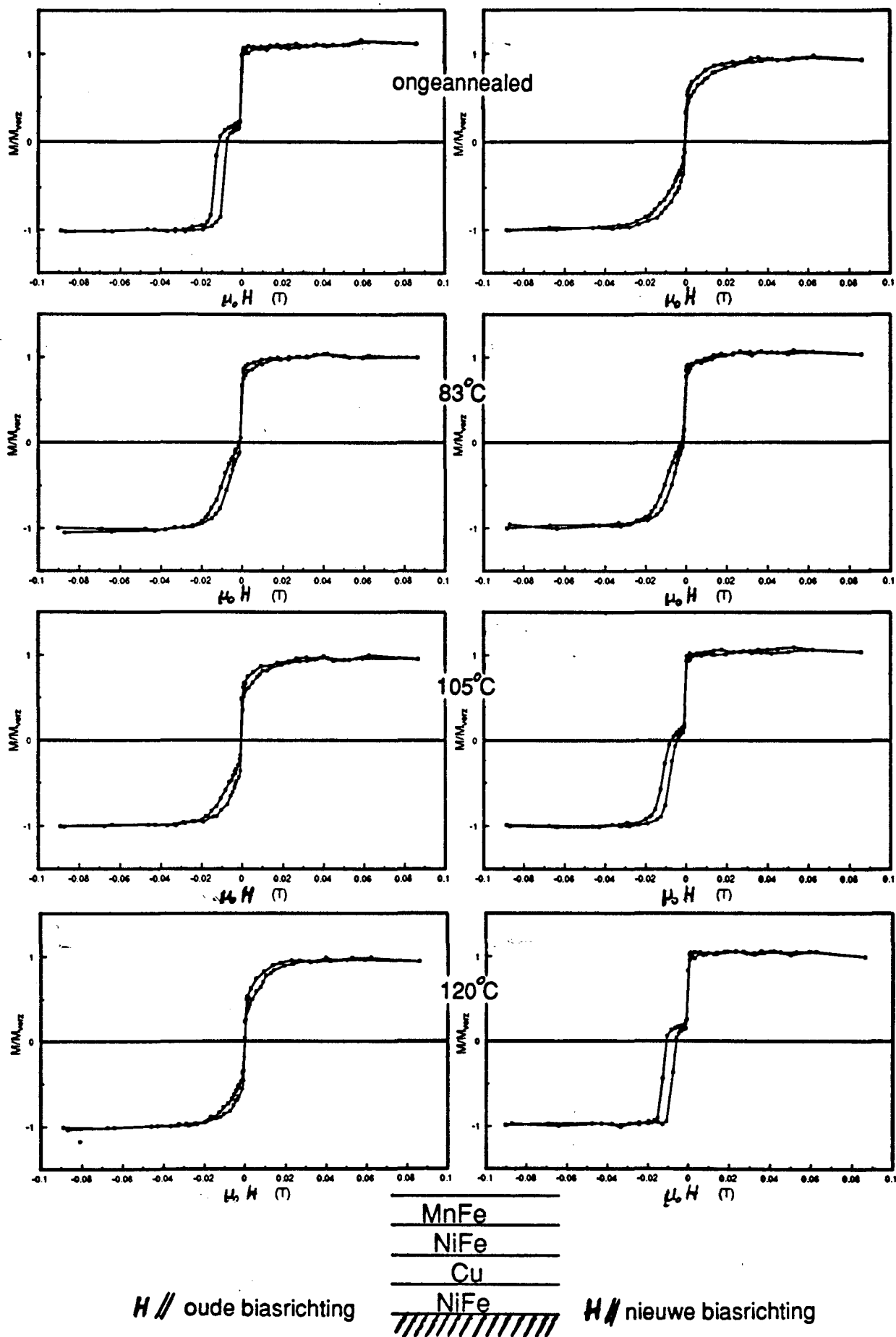
De onderste temperatuurgrens voor succesvol magnetisch annealen ligt in onze experimenten rond 100°C. Onder deze temperatuur is het percentage gebiaste regio's, waarvan onder invloed van het annealproces de biasrichting over 90° geroteerd is, blijkbaar zo klein dat er

Tabel 3: Resultaten van de magnetisch annealexperimenten. De niet-geannealde preparaten geven de uitgangssituatie weer. Voor de geannealde preparaten zijn de totale momenten van de NiFe-lagen (gebiast en ongebiast) en biasveld van de gebiaste NiFe-laag gemeten bij kamertemperatuur evenwijdig aan de nieuwe biasrichting (onder een hoek van 90° ten opzichte van de uitgangssituatie). De waarden van de gemerkte momenten (*) zijn niet erg betrouwbaar. Een lijst van preparaten is weergegeven in appendix D.

Preparaat	Anneal-temp. (°C)	Tot.moment ongebiast NiFe (10^{-4}mAm^2)	Tot.moment gebiast NiFe (10^{-4}mAm^2)	H_b (mT)
#16	-	2.2	2.8	11.2
#19	83	2.6*	2.4*	9.4
#18	105	2.2*	2.7*	10.1
#17	120	2.1	2.8	10.1
#11	-	2.6	2.8	12.5
#12	135	2.3	3.0	12.5
#13	151	2.0	3.0	12.3
#14	181	1.7	3.0	11.3
#15	191	1.5	2.9	10.0
#20	-	2.7	2.8	15.3
#21	212	2.7	2.9	14.5
#22	227	2.7	3.0	14.1



Figuur 19a: Magnetische voorkeursrichting in de gebiaste en ongebiaste NiFe-laag, voor en na biasveldrotatie



Figuur 19b: Magnetisatiecurves van respectievelijk de preparaten #16, #19, #18 en #17 gemeten langs de oorspronkelijke en nieuwe biasrichting. Preparaat #16 is niet geanneald.

geen duidelijk plateau (lusverschuiving) meer in de magnetisatiecurve gevonden wordt. Figuur 19b toont, aan de hand van de magnetisatiecurves, het effect van magnetisch annealen met biasveldrotatie als functie van de annealtemperatuur. Deze curves zijn gemeten met het externe veld evenwijdig aan de oorspronkelijke en de nieuwe biasrichting. Bij een annealtemperatuur van 83°C vertonen beide richtingen biasverschijnselen. Het netto biasveld zal waarschijnlijk tussen de oorspronkelijke en de nieuwe biasrichting liggen. Naarmate de temperatuur stijgt draait de biasing volledig naar de nieuwe richting. Vergelijking met het ongeannealde preparaat laat zien dat het plateau in de magnetisatie, samenhangend met de biasing, bij 120°C in de nieuwe biasrichting gevonden wordt.

Een bovengrens voor de annealtemperatuur is niet gevonden, tot 227°C blijft biasveldrotatie mogelijk. Deze temperatuur ligt in de buurt van de Néeltemperatuur van een dunne MnFe-laag. Wel blijkt het gemeten biasveld af te nemen bij hogere annealtemperaturen. Het optreden van interdiffusie aan het NiFe/MnFe-grensvlak zou hiervan de oorzaak kunnen zijn.

De resultaten van annealproeven bij lage temperaturen (~ 100°C) bevestigen onze stelling in §3.4.2, dat exchange biasing in MnFe/NiFe-systemen ontstaat door opwarming tijdens sputteren.

Wij veronderstellen dat door de verhitting de magnetokristallijne anisotropie en de interatomaire exchange interacties van MnFe in de gebiaste regio's beïnvloed worden. Wanneer de annealtemperatuur voldoende hoog gekozen wordt kan deze "blokkering" van de MnFe-regio's overwonnen worden, zodat gekoppelde NiFe/MnFe-ensembles al met behulp van een klein extern veld geroteerd kunnen worden. Er treedt dus een soort herordening van de magnetische structuur in de antiferromagnetische grensvlakregio's op door de koppeling met NiFe-momenten, die zich richten naar het aangelegde magnetisch veld. In deze visie wordt dus verondersteld dat de exchange-koppeling over het grensvlak tussen NiFe en MnFe nog voldoende groot is bij temperaturen waar de magnetokristallijne anisotropie en de interatomaire exchange interacties van MnFe het laten afweten. Dit betekent ook dat de temperatuurafhankelijkheid van het biasveld (§3.4.1) boven kamertemperatuur blijkbaar hoofdzakelijk bepaald wordt door de "blokkering" van MnFe-regio's. De annealexperimenten, die in de voorgaande tekst besproken zijn, tonen aan, dat bij ongeveer 100°C deze "blokkering" al verzwakt is, in de buurt van 200°C is deze tot nul gereduceerd aangezien daar het biasveld ongeveer nul wordt (blocking temperature). De geslaagde biasveldrotaties door annealen tot 227°C bevestigen dit alles.

Biasveldrotatie zal samenhangen met veranderingen in de domeinstructuur van MnFe. Daarom verwachten we dat biasveldrotatie een geactiveerd proces is, waarbij dus eerst energiebarrières overwonnen moeten worden. De kans dat in het systeem volledige biasveldrotatie bewerkstelligd wordt zal evenredig zijn met de Boltzmannfactor $\exp(-E_{act}/kT)$, waarin E_{act} de activeringsenergie van het rotatieproces en k de constante van Boltzmann is. In lage temperatuurlimiet van de biasveldrotatie ($\pm 100^\circ\text{C}$) is het percentage over 90° geroteerde regio's laag, zoals blijkt uit de magnetisatiemetingen van figuur 19b. We verwachten dat bij deze temperatuur, waarbij het produkt kT van dezelfde grootteorde als de activeringsenergie E_{act} zal zijn, de rotatie van de gebiasde regio's moeizaam verloopt en de factor tijd een belangrijke rol zal gaan spelen. Ook de geringe sterkte van het externe magnetisch veld (ongeveer 12 mT) zal van invloed zijn. Verwacht wordt dat ook onder 100°C het biasveld met succes geroteerd kan worden, mits de annealtijd groter gekozen wordt. Hempstead heeft hier in [HEMP78] ook al op gewezen. Voor hogere annealtemperaturen zal de "rotatietijd" korter zijn dan de opwarmtijd van het preparaat, zodat de factor tijd in dat geval door het proces uitgeschakeld wordt.

De preparaten #11 tot en met #19 (bovenste twee blokken in tabel 3) zijn gegroeid op "schoon", dat wil zeggen geglimd en HF-gedipt, Si(100) (zie hoofdstuk 2). Opvallend is voor deze reeksen de afname in het totale magnetisch moment van de ongebiaste NiFe-laag wanneer de annealtemperatuur toeneemt. Deze laag is direkt op het Si-substraat gesputterd. Er verdwijnt dus blijkbaar magnetisch materiaal tijdens het annealen. De mogelijkheid bestaat dat deze NiFe-laag, onder invloed van het annealproces, in het substraat diffundeert en hiermee reageert. Volgens [TU__78] zou er Ni_2Si gevormd kunnen worden. Deze verbinding heeft een vormingstemperatuur van ongeveer 200°C . Vorming van Fe-silicides is uitgesloten vanwege de hoge vormingstemperatuur (minimaal 450°C). Om annealexperimenten bij hogere temperaturen mogelijk te maken zijn preparaten op SiO_x gebruikt (serie 9201134 e.v.). Deze vertonen geen meetbare momentreductie, hetgeen de bovenstaande theorie van Ni-Si-reacties ondersteunt.

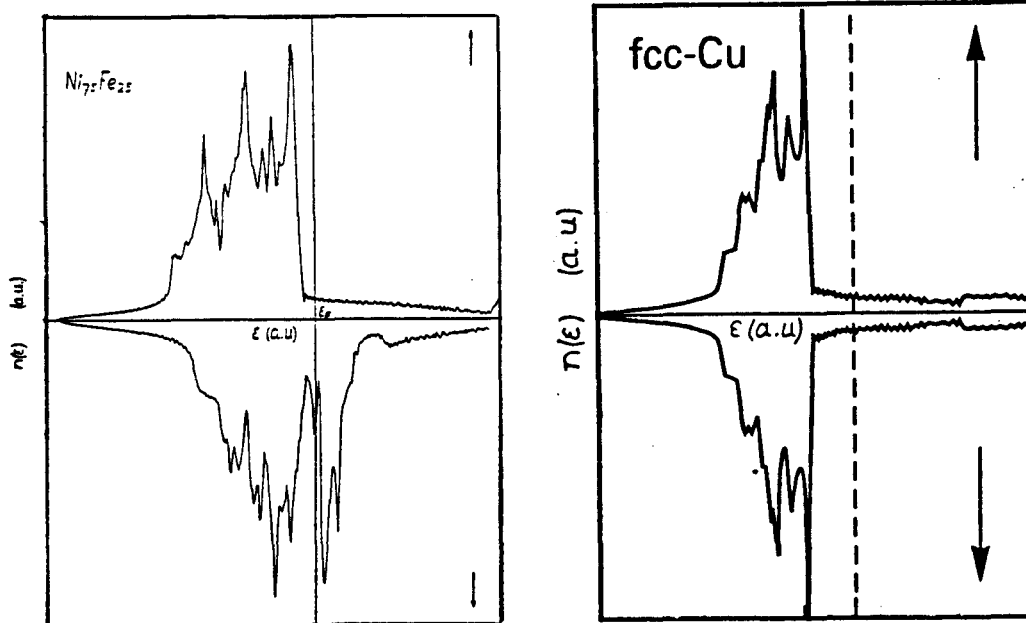
4 THEORIE VAN MAGNETOWEERSTAND

§4.1 Inleiding

De elektrische weerstand van ferromagnetische 3d-metalen kan worden beschreven door het "Tweestromenmodel" [DORL77]. In dit model wordt de stroom geleidingselektronen onderverdeeld in twee onafhankelijke parallelle deelstromen:

1. Elektronen met een spin parallel aan de magnetisatie ("spin-up" elektronen). Deze worden meerderheidsladingdragers genoemd.
2. Elektronen met een spin antiparallel aan de magnetisatie ("spin-down" elektronen). Deze worden minderheidsladingdragers genoemd.

Deze indeling in meerderheids- en minderheidsladingdragers is alleen gerechtvaardigd als de vrije weglengte van de elektronen veel kleiner is dan de magnetische domeingrootte (enkele honderden Ångstroms). Figuur 20 toont de berekende toestandsdichtheden, $n(\epsilon)$, voor het totaal van s-p- en d-toestanden, in $Ni_{75}Fe_{25}$ en Cu. Er is in $Ni_{75}Fe_{25}$ een duidelijke energieverhuiving in de toestandsdichtheden voor spin-up en spin-down elektronen zichtbaar, waardoor elk atoom een netto magnetisch moment heeft.



Figuur 20: Berekende toestandsdichtheden voor geordend $Ni_{75}Fe_{25}$ en Cu.

Als de geleidingselektronen als bijna-vrije elektronen beschouwd worden, dan geldt voor de specifieke weerstand:

$$\rho = \frac{m^*}{n \cdot e^2 \cdot \tau} \quad (8)$$

- n: geleidingselektronendichtheid
 τ : relaxatietijd (gemiddelde tijd tussen twee botsingen)
 m^* : effectieve massa

In eerste benadering zorgen s-elektronen voor de geleiding want zij hebben de laagste effectieve massa. Wanneer, naast s-elektronen, ook elektronen met een d-karakter bijdragen aan de toestandsdichtheid bij het Fermi-niveau $n(\epsilon_F)$ en dus een bijdrage leveren aan de geleiding, dan resulteert dit in:

- een afname van de specifieke weerstand door de toename van het aantal geleidingselektronen n . Deze toename wordt echter beperkt door de grote effectieve massa van d-elektronen ($m_d^* > m_s^*$).
- een toename van de specifieke weerstand door stijging van de toestandsdichtheid aan het Fermi-niveau. Het aantal toestanden, waar de elektronen naar toe verstrooid kunnen worden, is groter waardoor de relaxatietijd τ afneemt.

In onze beschrijving van het spin valve-magnetoweerstandseffect zullen zowel toestanden met een s- als d-karakter een rol spelen.

Algemeen geldt volgens het Tweestromenmodel ($T=0$) voor de resistiviteit van een metaal:

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow \rho^\downarrow}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow} \quad (9)$$

ρ^\uparrow en ρ^\downarrow zijn de specifieke weerstanden voor respectievelijk spin up- en spin down-elektronen. Impulsoverdracht tussen beide parallelle stromen door spinflipverstrooiing wordt in rekening gebracht door een spinmengingsterm $\rho^{\uparrow\downarrow}$ in te voeren ($T \neq 0$, [FERT76]). Deze spinmengingsterm wordt gedefiniëerd met behulp van het variatieprincipe van Ziman. Hiervoor wordt echter verwezen naar [FERT76]. De uitdrukking voor de resistiviteit wordt dan:

$$\rho = \frac{\rho^\uparrow \rho^\downarrow + \rho^{\uparrow\downarrow} (\rho^\uparrow + \rho^\downarrow)}{\rho^\uparrow + \rho^\downarrow + 4\rho^{\uparrow\downarrow}} \quad (10)$$

Wanneer de spinmengingsterm zeer groot is, wordt deze uitdrukking:

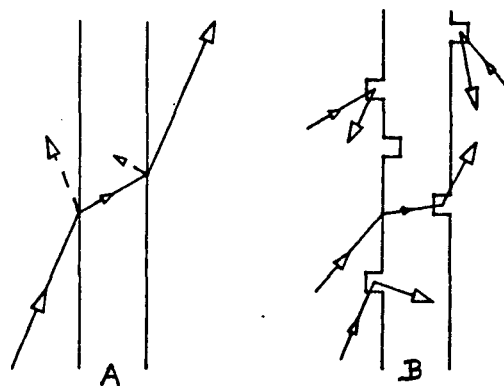
$$\rho = \frac{(\rho^{\uparrow} + \rho^{\downarrow})}{4} \quad (11)$$

Later, in §4.3 zullen we zien dat we dezelfde uitdrukking kunnen afleiden voor de specifieke weerstand van een multilaag met antiparallelle magnetisaties, zonder spinmenging.

Bij $T = 0$ K wordt de spinmengingsterm verwaarloosd en blijft er een "gewone" parallelschakeling van de twee spinstromen over.

De elektrische eigenschappen van een multilaag zullen over het algemeen sterk verschillen van die van bulk materiaal. De aanwezigheid van grensvlakken tussen verschillende metaalfilms zal een additioneel weerstandseffect tot gevolg hebben. Grensvlakruwheid speelt hierbij een grote rol [BART89]. Wanneer namelijk het grensvlak perfect is, worden elektronengolven gereflecteerd en gebroken aan het grensvlak, maar dit heeft geen invloed op de resistiviteit omdat deze processen elastisch zijn. Ruwe interfaces echter fungeren als defecten in het rooster en veroorzaken diffuse verstrooiing van elektronen (zie fig. 21).

Bij een multilaag samengesteld uit dunne metaalfilms kunnen de grensvlakken de geleiding voor een groot deel bepalen, afhankelijk van de bulkeigenschappen van de metalen. De invloed van grensvlakverstrooiing zal relatief gezien sterk afnemen als bulkverstrooiing belangrijk wordt. De elektronen kunnen in de bulk verstrooien aan verontreinigingen, roosterimperfecties, fononen en magnonen. Als men legeringen in de multilaag verwerkt zal de bulkverstrooiing sterk toenemen, aangezien er dan een extra bijdrage bestaat van verstrooiing aan de "wanorde" van verschillende atomen.



Figuur 21: Schematische tekening van de grensvlakeffecten op de elektronengolven in een metallische multilaag. (A) Perfect grensvlak (B) Verstrooiing aan een ruw grensvlak.

§4.2 Magnetoweerstandseffecten in magnetische multilagen

Zoals in de hoofdstuk 1 al aangestipt is, kan de grootte van de weerstand van een magnetische multilaag afhangen van het aangelegde magnetisch veld. Dit verschijnsel wordt magnetoweerstand genoemd. We kunnen grofweg drie soorten magnetoweerstandseffecten onderscheiden in magnetische multilagen, elk met een andere oorsprong:

1. Het klassieke of "normale" magnetoweerstandseffect.

Dit effect ontstaat door de werking van de Lorentzkracht op de elektronen. Onder invloed van het magnetisch veld gaan de geleidingselektronen met de cyclotronfrequentie spiraliseren om de veldrichting, waarbij de grootte van deze frequentie afhangt van de grootte van het veld. Door de aanwezigheid van het magnetisch veld wordt dus de vrije weglengte in de richting van de netto stroom kleiner als functie van de grootte van dit veld, hetgeen betekent dat de weerstand toeneemt. Dit weerstandseffect is grofweg evenredig met het kwadraat van de veldgrootte. Dit verschijnsel treedt ook op in niet-magnetische- en bulkmetalen.

2. Het anormale of anisotrope magnetoweerstandseffect.

Dit magnetoweerstandseffect hangt af van de hoek tussen de magnetisatie en de stroom. De weerstand bij een magnetisatie evenwijdig aan de stroom is over het algemeen groter dan wanneer de magnetisatie loodrecht op de stroom staat. [HAIJ91] geeft een fenomenologische verklaring voor dit effect. Als de spin van een 3d-elektron langs de stroom gericht is, is het baanmoment dat ook door spin-baankoppeling. Aangezien in deze toestand het baanvlak van dit elektron loodrecht op de stroomrichting staat, heeft het een grotere cross-sectie voor botsingen met s-elektronen, die in deze eenvoudige beschouwing voor de geleiding zorgen. Geleidingselektronen, waarvan de driftsnelheid evenwijdig aan de magnetisatie is, worden dus meer verstrooid dan elektronen met een snelheid loodrecht op de magnetisatie. Dit effect komt ook voor bij bulk-metalen en wordt gebruikt in de eerste generatie DCC-koppen (zie hoofdstuk 1).

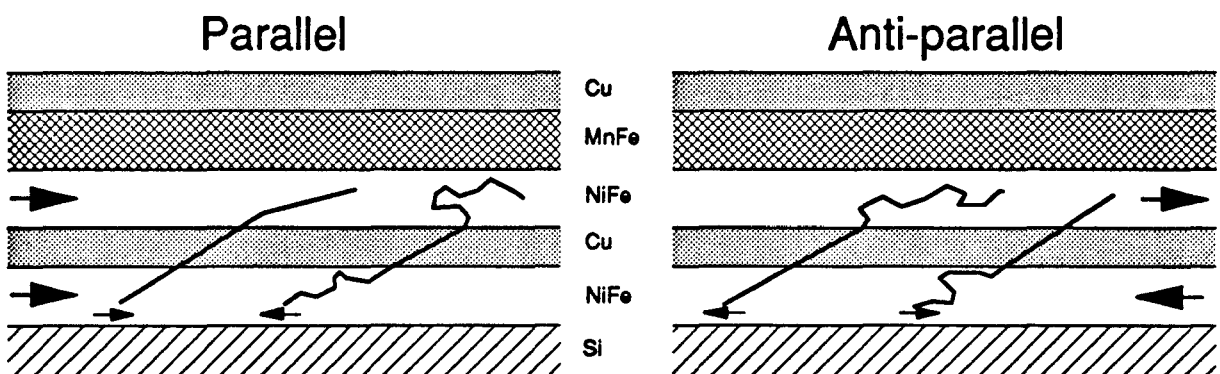
3. Het "spin valve"-effect (spin-klep-effect).

Dit is een effect dat vooral (maar niet uitsluitend) in magnetische multilagen gevonden wordt. Het wordt echter ook geconstateerd in zeer zuivere ferromagnetische metalen, waar de vrije weglengte van de spin up-elektronen van dezelfde grootteorde is als de domeinafmetingen ([STEA91]) en wanneer er sprake is van bijvoorbeeld Co-

precipitaten in Cu (BERK92]). Het effect hangt af van de hoek tussen de magnetisaties van opeenvolgende magnetische lagen, gescheiden door niet-magnetische lagen. De spin valve-magnetoweerstand is over het algemeen veel groter dan de twee bovenstaande magnetoweerstandseffecten. In de volgende paragrafen zal dieper ingegaan worden op het spin valve-effect.

§4.3 Het spin valve-effect in NiFe/Cu/NiFe fenomenologisch beschouwd

Over het algemeen is bulk- en grensvlakverstrooiing niet gelijk voor spin-up en spin-down elektronen. Dit betekent dat de weerstand van de multilaag afhangt van de relatieve oriëntatie van de magnetisaties in de verschillende lagen, mits de (niet-magnetische) tussenlaagdikte kleiner is dan de gemiddelde vrije weglengte van de elektronen. In figuur 22 zijn de spinafhankelijke elektronenverstrooiingsprocessen bij twee mogelijke magnetische configuraties voor een multilaag, met twee magnetische lagen, weergegeven.



Figuur 22: Schematische weergave van de verstrooiingsprocessen in NiFe/Cu/NiFe.

Voor het aanschouwelijk maken van deze processen biedt figuur 20 enige houvast. We nemen aan dat $T = 0$ K, zodat spinflipprocessen verwaarloosd kunnen worden.

In figuur 20 is te zien dat geordend $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ aan het Fermi-niveau voor spin up-elektronen een veel lagere toestandsdichtheid kent dan voor spin down-elektronen. We nemen even aan dat de toestandsdichtheid in ongeordend $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ niet te sterk van geordende $\text{Ni}_{75}\text{Fe}_{25}$ afwijkt. Geleidingselektronen in het chemisch ongeordende NiFe zullen verstrooien aan Fe-atomen die optreden als verontreinigingen in Ni. Spin-up elektronen zullen echter slechts zwak verstrooid worden, aangezien er in de spin up-band nauwelijks toestanden beschikbaar zijn waar de elektronen naar toe kunnen verstrooien. Spin-down elektronen

echter hebben voldoende vrije toestanden tot hun beschikking, zodat de strooikans voor deze elektronen veel groter is. Spin-up elektronen hebben dus in NiFe een grotere vrije weglengte dan spin-down elektronen.

Voor de verstrooiingseffecten aan het NiFe/Cu-grensvlak gaat in principe hetzelfde verhaal op, waarbij vergelijking van de toestandsdichtheden van NiFe en Cu er hier ook op wijst dat de spin up-elektronen minder verstrooid worden dan de spin down-elektronen. De effecten zijn aan het grensvlak echter complexer omdat ook grensvlakruwheid een aanzienlijke rol zal spelen.

In [JAOU77] geeft men met behulp van de grootheid $\alpha = \frac{\rho_{\uparrow}^{\downarrow}}{\rho_{\uparrow}^{\uparrow}}$ het verschil tussen de mate spin-up en spin-down verstrooiing aan voor onzuiverheden in verdunde legeringen. Voor Fe in Ni geldt $\alpha = 20$. Dorleijn ([DORL77]) vindt $\alpha = 11$ voor Fe in Ni.

Aan het spin valve-effect wordt alleen een bijdrage geleverd door geleidingselektronen uit de ene magnetische laag, die er in slagen door de tussenlaag de andere magnetische laag te bereiken. Zijn de magnetisaties in de NiFe-lagen parallel gericht, dan zijn de spin-up elektronen de belangrijkste stroomdragers. Volgens het Tweestromenmodel geldt dan, in analogie met formule 10, voor de resistiviteit in de multilaag:

$$\rho_P = \frac{\rho_P^{\uparrow} \cdot \rho_P^{\downarrow}}{\rho_P^{\uparrow} + \rho_P^{\downarrow}} \quad (12)$$

met: ρ_P^{\uparrow} - resistiviteit van spin-up elektronen

ρ_P^{\downarrow} - resistiviteit van spin-down elektronen

Als de magnetische lagen antiparallel ten opzichte van elkaar staan, dan zijn spin-up elektronen uit de ene laag spin-down elektronen voor de andere laag, en omgekeerd. In dit geval worden spin-up en spin-down elektronen, die in staat zijn de koperlaag over te steken, even sterk verstrooid (zie fig. 22). Er geldt dan bij benadering:

$$\rho_{AP}^{\uparrow} = \rho_{AP}^{\downarrow} = \frac{(\rho_P^{\uparrow} + \rho_P^{\downarrow})}{2} \quad (13)$$

zodat voor de multilaag geldt:

$$\rho_{AP} = \frac{(\rho_P^{\uparrow} + \rho_P^{\downarrow})}{4} \quad (14)$$

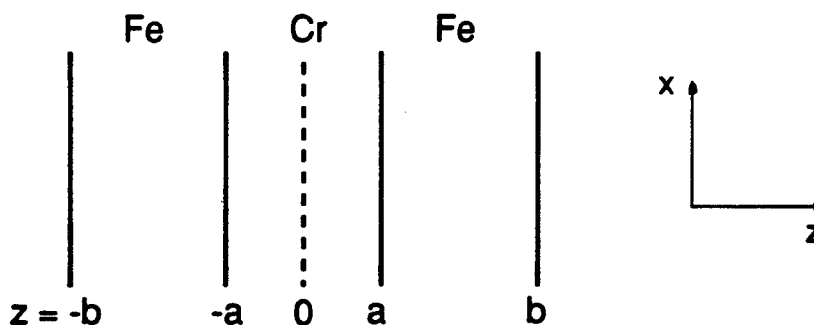
Het is verder eenvoudig aan te tonen dat:

$$\rho_{AP} > \rho_P \quad (15)$$

De combinatie van de magnetische lagen fungeert dus als een spin-klep voor geleidingselektronen, die in antiparallelle toestand "geen" elektronen en in parallelle toestand "alleen" spin-up elektronen doorlaat. De woorden "geen" en "alleen" hebben hier geen absolute betekenis. Dit verklaart tevens de benaming "spin valve-effect". De spin-klep wordt bediend door een extern magnetisch veld. Voor een goede werking van de spin-klep is echter een hulpmiddel noodzakelijk, dat de anti-parallelle toestand van de magnetische lagen mogelijk maakt. In dit geval is gekozen voor het principe van exchange biasing, dat in hoofdstuk 3 al grondig beschreven is.

§4.4 De klassieke theorie

In de klassieke theorie voor magnetoweerstand wordt de weerstand van gelaagde structuren berekend door het oplossen van de Boltzmann transportvergelijking, met in achtnaam van de condities voor bulk- en grensvlakverstrooiing. In [CAML89] en [BARN90] wordt een theoretische beschrijving gegeven van de magnetoweerstandseffecten in gelaagde structuren, in het bijzonder voor Fe/Cr-multilagen. Dit theoretische model, dat overigens een sterk vereenvoudigde weergave van de werkelijkheid geeft, gaat echter ook op voor andere systemen, na eventueel een aanpassing van de randvoorwaarden. We volgen nu verder de theorie van Camley en Barnàs, echter uitgebreid met spinafhankelijke bulkverstrooiing.



Figuur 23: Geometrie van een dubbellaagstructuur met coördinatenstelsel, zoals dat gebruikt wordt in de theoretische beschrijving. Het E-veld staat langs de x-richting.

Men gaat uit van de geometrie van een eenvoudige multilaag, zoals die is afgebeeld in figuur 23. Het probleem is dus homogeen in de x- en y-richting, en inhomogeen in de z-richting. In deze figuur correspondeert $z=0$ met het vlak waar verandering van de

spinqantisatie-as optreedt. In appendix B wordt de Boltzmann transportvergelijking afgeleid. Het resultaat is vergelijking (B6):

$$\frac{\partial g}{\partial z} + \frac{g}{v_z \tau} - \frac{eE}{m^* v_z} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \quad (B6)$$

Hierin zijn v_x en v_z resp. de x- en z-component van de elektronendriftsnelheid, E het elektrisch veld (evenwijdig aan de x-as), m^* de effectieve massa en f_0 de fermiverdeling. De storingsfunctie g kan hieruit opgelost worden. Deze luidt:

$$g_{\pm}^{\sigma}(\bar{v}, z) = \frac{eE\tau^{\sigma}}{m^*} \cdot \frac{\partial f_0(\bar{v})}{\partial v_x} \cdot \left(1 + F_{\pm}^{\sigma}(\bar{v}) \exp\left[\frac{\mp z}{|v_z| \tau^{\sigma}}\right] \right) \quad (16)$$

en hangt af van de richting van v_z (\pm) en de spinrichting σ . De parameters $F_{\pm}^{\sigma}(\bar{v})$ worden bepaald door de randvoorwaarden, waarover later meer.

De parameters τ^{σ} zijn de relaxatietijden voor spin-up en spin-down elektronen, en vertegenwoordigen de spinafhankelijke bulkverstrooiing in een magnetische laag. De bijbehorende vrije weglengtes λ^{σ} worden berekend door de relaxatietijden te vermenigvuldigen met de Fermi-snelheid, waarvan aangenomen wordt dat die voor beide spinoriëntaties gelijk is. In de niet-magnetische tussenlaag wordt de bulkverstrooiing beschreven door een spinonafhankelijke τ die, vermenigvuldigd met de Fermi-snelheid van de elektronen in dit materiaal, de vrije weglengte in de tussenlaag oplevert.

Voor elk van de vier regio's in figuur 23 kunnen nu vier g-functies opgesteld worden, afhankelijk van spinrichting en teken van v_z . Aan de (materiële) grensvlakken kan transmissie (coëfficiënt T), spiegelende reflectie (R) en diffuse verstrooiing (D) van elektronen optreden. De diffuus verstrooide elektronen dragen in eerste instantie niet meer bij aan de geleiding. Voor deze coëfficiënten, die spinafhankelijk zijn, geldt: $T^{\sigma} + R^{\sigma} + D^{\sigma} = 1$. Met behulp van de randvoorwaarden kunnen aan de materiële grenzen van de regio's twaalf vergelijkingen van g-functies opgesteld worden. Hoekafhankelijkheid van de coëfficiënten R^{σ} en T^{σ} wordt verwaarloosd, evenals diffractie-effecten ten gevolge van verschillen in de Fermi-snelheden van de elektronen in de verschillende materialen. Daarnaast wordt nog aangenomen dat R^{σ} en T^{σ} niet afhangen van het teken van v_z .

Aan het fictieve grensvlak voor $z=0$ geldt:

$$g_{B-}^{\sigma} = \cos^2(\Theta/2) \cdot g_{C-}^{\sigma} + \sin^2(\Theta/2) \cdot g_{C-}^{-\sigma} \quad \text{voor } z = 0 \quad (17)$$

$$g_{C-}^{\sigma} = \cos^2(\Theta/2) \cdot g_{B-}^{\sigma} + \sin^2(\Theta/2) \cdot g_{B-}^{-\sigma} \quad \text{voor } z = 0 \quad (18)$$

waarbij Θ de hoek is tussen beide kwantisatie-assen, oftewel magnetisatie-assen. Het minteken voor σ duidt op een spinrichting tegenovergesteld aan σ .

Er ontstaat dus een stelsel van zestien vergelijkingen met zestien onbekenden, waaruit de parameters $F_{\pm}^{\sigma}(\bar{v})$ opgelost kunnen worden, die op hun beurt ingevuld kunnen worden in de uitdrukking voor g (formule 16). Deze g -functies beschrijven nu zowel bulk- als grensvlakverstrooiing, waarin de invloed van de magnetisatierichtingen in de magnetische lagen verwerkt is middels de hoek Θ . Bij het oplossen van de vergelijkingen worden nog de volgende aannames gedaan:

- # Er is geen spiegelende reflectie aan de grensvlakken tussen de ferromagnetische lagen en de tussenlaag ($D^{\sigma}=1-T^{\sigma}$).
- # Verstrooiing aan de buitengrenzen is puur diffuus ($D^{\sigma}=1$).

In een regio kunnen de g -functies, die evenredig zijn met de geleidbaarheid, voor spin-up en spin-down elektronen opgeteld worden. De stroom door de multilaag wordt berekend uit:

$$I = \int \left[\int e v_x g(\bar{v}, z) d\bar{v} \right] dz \quad (19)$$

De weerstand volgt dan uit de wet van Ohm.

In [JOHN91] wordt de spinafhankelijke grensvlakverstrooiing verder uitgewerkt door aan te nemen, dat er aan het grensvlak een smal gebiedje bestaat waar de ferromagnetische laag en de niet-magnetische tussenlaag gemengd zijn. Dit heeft tot gevolg dat de g -functies nu overal continu zijn, in tegenstelling tot het voorgaande. Daar is aan de grensvlakken namelijk sprake van discontinuïteiten in de g -functies, bepaald door de coëfficiënten T^{σ} , R^{σ} en D^{σ} . De theorie van Johnson voert in dit verband echter te ver.

Resumerend kunnen we dus het volgende zeggen: Het magnetisch veld beïnvloedt de hoek Θ , de relatieve oriëntatie van de magnetisaties, hetgeen veranderingen in de g -functies tot gevolg heeft waardoor de weerstand van de multilaag verandert. Dit is het verschijnsel "spin valve"-magnetoweerstand. Het voornaamste bezwaar echter tegen de theorie van Camley en Barnàs is dat men stilzwijgend aanneemt, dat de vrije weglengte in een laag kleiner is dan de laagdikte zelf waardoor verstrooiing in opeenvolgende magnetische lagen onafhankelijk is. Voor de "spin valve"-magnetoweerstand is het echter essentieel dat de vrije

weglengte groter is dan de dikte van een laag. Hun beschrijving biedt echter wel inzicht in de verstrooiingsprocessen.

In de theorie van Camley en Barnàs wordt de bijdrage van grensvlakverstrooiing aan de weerstand op een andere manier beschreven dan van bulkverstrooiing. Een andere benadering van de theorie wordt toegepast door Levy et al. ([LEVY90]). Levy heeft een quantumstatistische theorie ontwikkeld die bulk- en grensvlakverstrooiing op gelijke voet behandelt. We zullen hier verder niet op ingaan.

5. MAGNETOWEERSTANDSEXPERIMENTEN

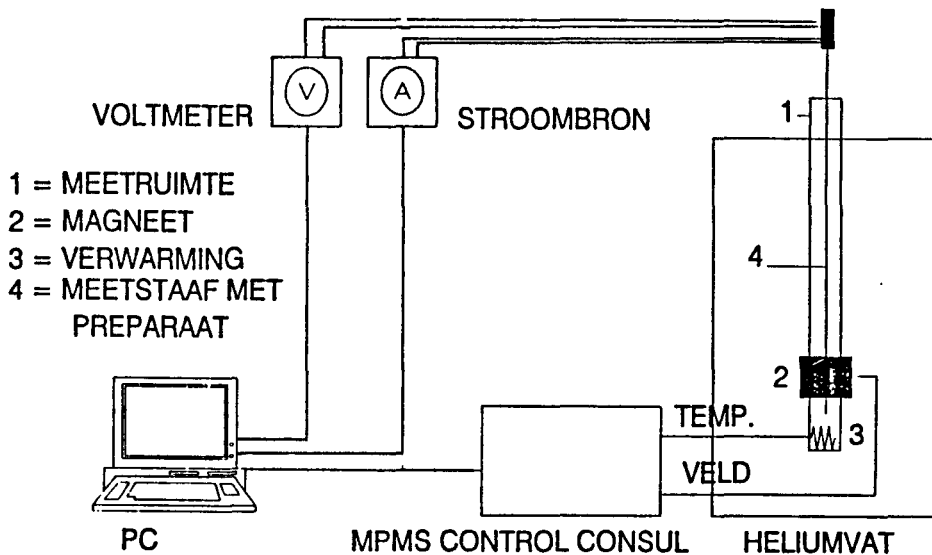
§5.1 Weerstandsmeting

Voor het uitvoeren van weerstandsmetingen aan multilagen, onder invloed van een extern magnetisch veld, wordt gebruik gemaakt van een tweetal meetopstellingen. In de hieropvolgende secties wordt een korte beschrijving gegeven van de verschillende systemen en hun mogelijkheden.

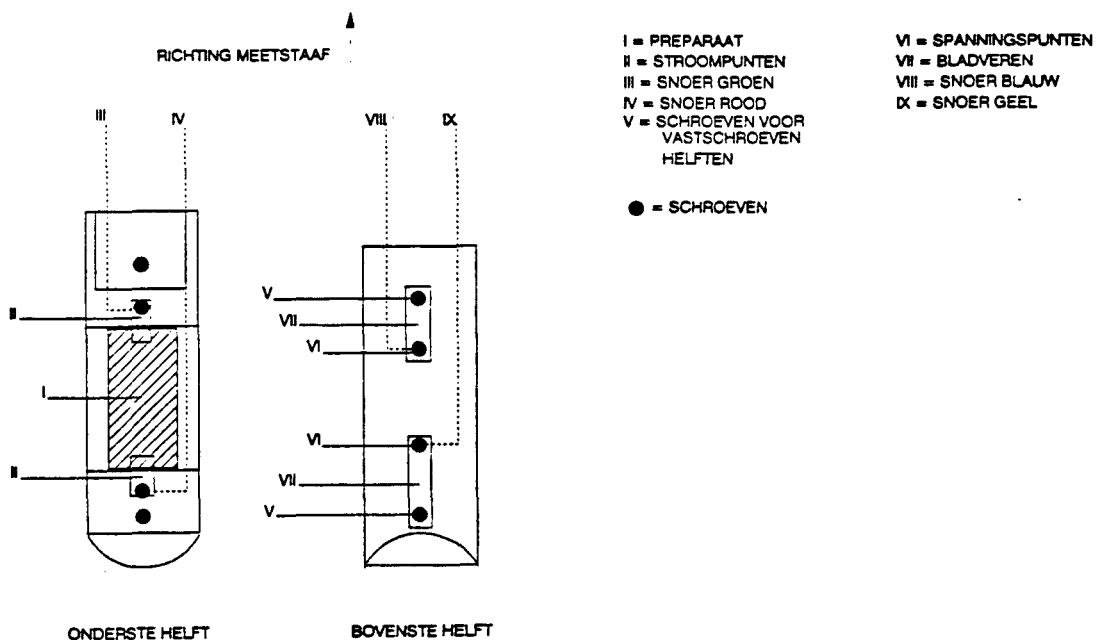
5.1.1 De SQUID-opstelling

De SQUID ("Superconducting QUantum Interference Device")-opstelling is een apparaat waarmee men magnetische eigenschappen van een materiaal kan meten over een groot temperatuur- en magnetisch veldbereik. Het is met name uitstekend geschikt voor het meten van zeer kleine magnetisaties. De temperatuur is instelbaar tussen 1.8 en 400.0 K, het magnetische veldbereik loopt van -5.5 T tot +5.5 T. De opstelling is uitgerust met een supergeleidende elektromagneet, die gekoeld wordt met vloeibaar helium. De temperatuur van het preparaat wordt geregeld door een verwarmingselement, gecombineerd met een vloeibaar heliumkoeling. Met behulp van het MPMS (Magnetic Property Measurement System) Control programma worden de functies van de SQUID bestuurd vanaf een Hewlett Packard Vectra computer.

We gebruiken van de SQUID-opstelling de supergeleidende magneet en de, in temperatuur geregelde, preparaatkamer. Figuur 24 geeft een schematische weergave van de opstelling. De multilaagpreparaten worden gemeten in een preparaaathouder, uitgerust met vier elektrische drukkcontacten, die in de preparaatkamer gebracht kan worden. Het magnetisch veld ligt in het vlak van het preparaat, langs de lange as. In figuur 25 is de preparaaathouder met elektrische contacten afgebeeld. Zo is het mogelijk de weerstand van een multilaag te bepalen met de vierpunsmethode. Deze techniek wordt gekenmerkt door de scheiding van stroom- en spanningscontacten, zodat de spanning over het preparaat in principe stroomloos gemeten wordt. Hierdoor wordt de invloed van contact- en draadweerstand geëlimineerd. De weerstand van het preparaat volgt uit de wet van Ohm. Het feit dat door het gebruik van puntcontacten het stroomprofiel in het preparaat niet homogeen is, is hier niet van wezenlijk belang aangezien de nadruk bij interpretatie van de metingen ligt op weerstandsveranderingen.



Figuur 24: Schematische weergave van de SQUID-opstelling (uit [CLOS91]).



Figuur 25: Preparaathouder met elektrische contacten (uit [CLOS91]).

De stroomcontacten zijn verbonden met een Keithley 224 programmeerbare stroombron. De spanning wordt gemeten met een Philips PM2535 multimeter. Beide instrumenten worden softwarematig bestuurd en uitgelezen. Voor een uitgebreide handleiding van de opstelling wordt verwezen naar [CLOS91].

De instelonnauwkeurigheid van het magnetisch veld bedraagt 0.01 mT, bij de hoge resolutie-instelling. De grootte van het veld wordt bepaald uit de grootte van de stroom door

de magneetspoelen. Er wordt dus geen rekening gehouden met een eventuele hysteresis in de magneet. Dit betekent dat hoge velden relatief nauwkeurig bekend zijn, terwijl bij velden in de grootte-orde van enkele tientallen Gauss duidelijk een offset merkbaar kan zijn, waarbij de richting afhangt van de magnetische voorgeschiedenis. Deze offset is bepaald door bij lage velden een preparaat in twee oriëntaties, 180° geroteerd ten opzichte van elkaar, te meten. De offset bedraagt 0.8 tot 1 mT, hetgeen de opstelling ongeschikt maakt voor het meten van magnetoweerstand bij lage magnetisch velden (tussen +1.5 mT en -1.5 mT).

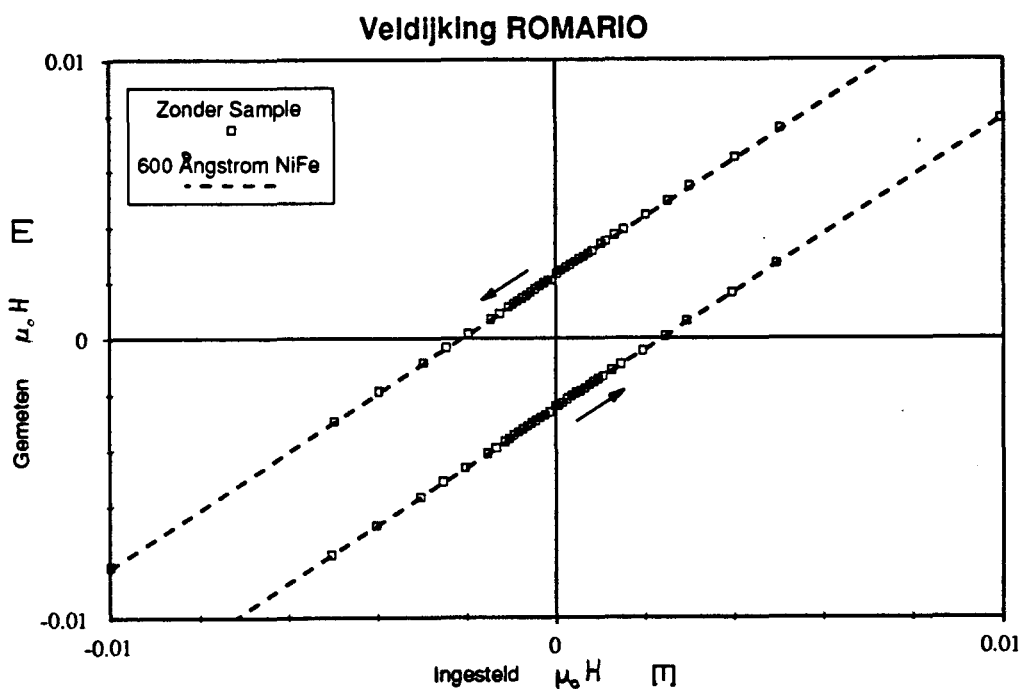
De nauwkeurigheid van de weerstandsmeting wordt bepaald door de specificaties van de stroombron en de voltmeter. De onnauwkeurigheid van de stroombron bedraagt $\pm 1 \mu\text{A}$ bij een stroom van 1 mA (0.1 %). De spanning wordt gemeten met een afwijking van ongeveer ± 0.1 mV. De weerstand van de gemeten preparaten is ongeveer 20Ω , hetgeen overeenkomt met een gemeten spanning van 20 mV. De relatieve spanningsonnauwkeurigheid bedraagt dus ± 0.5 %, de meetonnauwkeurigheid in de weerstand wordt dan ± 0.6 % ($\sim 0.1 \Omega$).

5.1.2 ROTatable MAGnetoresistance Instrumental Object (ROMARIO)

Het ROMARIO-systeem is een zelfbouwopstelling, met als hoofdonderdeel een 2.5 Tesla supergeleidende magneet van Oxford Instruments, die uitgerust is voor het meten van magnetoweerstand. De preparaathouder is in principe identiek aan de houder, die in de SQUID-opstelling gebruikt wordt. Het enige verschil is dat deze houder draaibaar is in de magneet, zodat de stroom door het preparaat een willekeurige hoek met het veld, dat in het vlak van het preparaat ligt, kan maken. Alle metingen worden gedaan bij kamertemperatuur.

De opstelling is volledig geautomatiseerd. Middels het meetprogramma M3PSCALED verzorgt een Hewlett Packard 9000/220 computer met VME-controller de veldinstelling en weerstandsmeting. Een Oxford magneetvoeding verzorgt de stroom door de magneet. De grootte van de stroom wordt bepaald door de uitgangsspanning van een DAC. De maximale stroom bedraagt 70 A, met daar bijbehorend een maximaal veld van 2.5 T. De resolutie van de veldinstelling wordt bepaald door de DAC, in combinatie met een verzwakker die de uitgangsspanning van de DAC desgewenst met een factor 20 verzwakt. In de lage resolutie-optie (verzwakkingsfactor = 1) komt 1 bit van de DAC overeen met 0.6 mT, in de hoge resolutie-optie komt 1 bit dus overeen met 0.03 mT. In het laatste geval is het maximale veld beperkt tot 0.125 T. De richting van het veld wordt bepaald door een Oxford Reversing Unit, waarin door relais het veld omgepoold kan worden. In tegenstelling tot de SQUID-opstelling

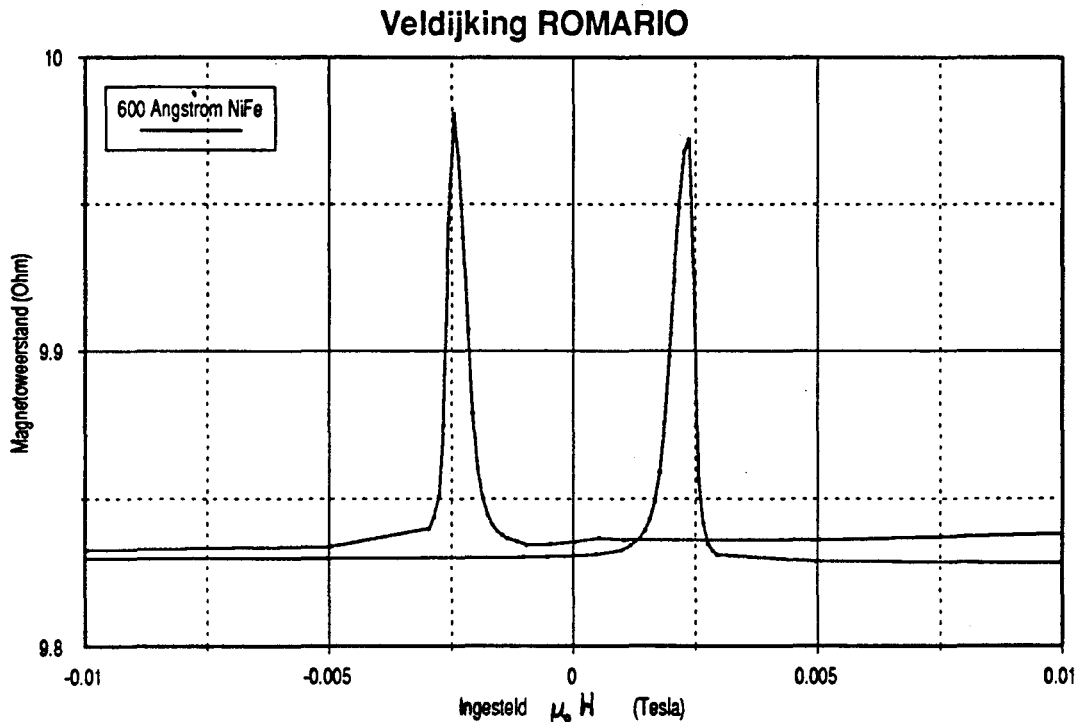
is het hier mogelijk om het magnetisch veld te meten. Daarvoor is een Magnetic Instruments Gaussmeter van het type 904 geïnstalleerd, met een transversale Hall-probe. Zoals in de voorgaande sectie reeds aangetoond is, kan meting van het magnetisch veld zeer nuttig zijn vooral bij zeer lage velden. Door positionering van de Hall-probe evenwijdig aan de lange as van het preparaat is veldmeting alleen mogelijk wanneer de hoek tussen stroom en magnetisch veld 90° bedraagt. De Gaussmeter wordt echter alleen maar gebruikt om het ingestelde magnetisch veld teijken. De ROMARIO-magneet vertoont namelijk dezelfde hystereseverstijnselen als de magneet in de SQUID-opstelling. Dit blijkt uit figuur 26. Er is experimenteel bepaald dat deze hysteresis verdwijnt boven 0.2 T.



Figuur 26: Gemeten magnetisch veld als functie van het ingestelde veld.

Een andere en meer nauwkeurige methode om de hysteresis van de ROMARIO-magneet te bepalen, is het meten van anisotrope magnetoweerstand van een NiFe-laag zonder geïnduceerde anisotropie. Uitgaande van de situatie waarbij de stroom loodrecht op veldrichting, en dus loodrecht op de magnetisatie, staat, worden er pieken in de weerstand gemeten wanneer het magnetisch veld omgepoold wordt. Bij de overgang van de ene naar de andere "loodrechte toestand" zullen een aantal domeinen in het NiFe tijdelijk evenwijdig aan de stroom staan, waardoor de weerstand toeneemt (zie §4.2). Deze overgang treedt op bij een veld van 0 Tesla. Figuur 27 toont het anisotrope magnetoweerstandseffect als functie

van het ingestelde veld. Hieruit is nauwkeurig af te lezen dat de afwijking tussen ingesteld en werkelijk veld 2.3 mT bedraagt. Dat het gemeten veld lineair met het ingestelde veld verloopt, blijkt uit fig 26. Het teken van de afwijking wordt bepaald door de voorgeschiedenis. Het grootste voordeel ten opzichte van het gebruik van een Gaussmeter schuilt in het feit dat het NiFe-preparaat als "meetinstrument" geen kalibratie en nulijking vereist.



Figuur 27: Anisotrope magnetoweerstand als functie van het ingestelde magneetveld. De afwijking ten opzichte van het werkelijke magneetveld bedraagt + of -2.3 mT.

De correcte meetprocedure bij lage velden in de ROMARIO-opstelling is als volgt: De meting begint bij 0.3 T. Vervolgens wordt de bovenste lijn in figuur 26 naar beneden gevolgd, met een veldcorrectie +2.3 mT. Alvorens het veld weer te laten toenemen wordt -0.3 T als meetpunt opgenomen, waarna de onderste lijn in figuur 26 omhoog gevolgd wordt, met een veldcorrectie van -2.3 mT. Zo wordt dus de invloed van de hysteresis van de magneet volledig uitgeschakeld.

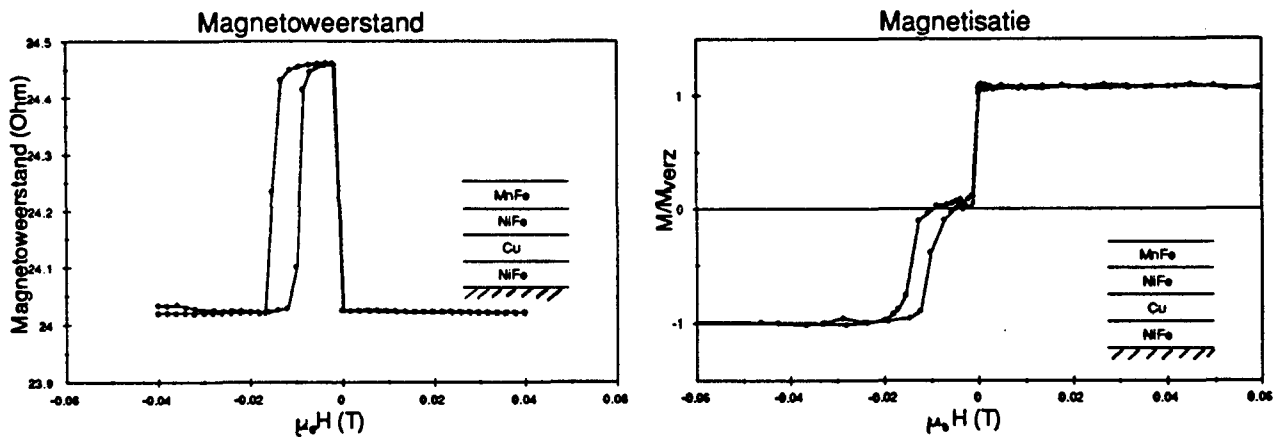
De weerstandsmeting is identiek aan de opzet bij de SQUID. De meetstroom, geleverd door een Keithley 224 programmeerbare stroombron, bedraagt $200 \mu\text{A} \pm 0.2 \mu\text{A}$ (0.1 %). De spanning, gemeten met een Keithley 181 nanovoltmeter, is ongeveer $4 \text{ mV} \pm 0.8 \mu\text{V}$ (0.2 %), bij een multilaagpreparaat van ongeveer 20Ω . De meetnauwkeurigheid in de weerstand

bedraagt dus $\pm 0.06 \Omega$ (0.3 %). Verdere details van de opstelling zijn te vinden in de gebruikershandleiding.

§5.2 Resultaten

Figuur 28 toont een magnetoweerstandscurve met de bijbehorende magnetisatiemeting. In tabel 4 zijn de resultaten weergegeven van magnetoweerstandsmetingen aan multilagen met twee magnetische lagen, als functie van de dikte van deze lagen. De relatieve magnetoweerstand is gedefinieerd als:

$$\frac{\Delta R}{R} = \frac{R_{\max} - R_{\min}}{R_{\min}} \times 100\% \quad (20)$$



Figuur 28: Magnetoweerstand- en magnetisatiemeting van preparaat #11

Tabel 4: Gemeten relatieve magnetoweerstand in procenten als functie van NiFe-laagdikte x (niet gebiast) en NiFe-laagdikte y (gebiast) in Ångstroms, bij kamertemperatuur. Het betreft hier preparaten van het type substraat/ x Å NiFe/50Å Cu/ y Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu. De cursieve getallen hebben betrekking op een glassubstraat, bij de overige is het substraat Si(100). Tussen haakjes staan de relatieve magnetoweerstandswaarden bij 5 Kelvin.

x	y	40	60	80
40	-		0.3 (2.3)	0.7 (1.3)
	0.5 (2.8)		0.9 (3.1)	0.9 (3.1)
60	-		0.9 (2.9)	0.6 (---)
	0.6 (2.2)		0.9 (2.6)	1.1 (3.4)
80	0.5 (1.6)		0.8 (2.6)	0.6 (2.2)
	0.6 (2.1)		1.1 (3.3)	1.1 (3.6)

Voor de magnetoweerstand in multilagen met meerdere repetities zijn de volgende waarden gemeten (tabel 5):

Tabel 5: Gemeten relatieve magnetoweerstand van een multilaagstructuur substraat/(80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu)₁₅ bij kamertemperatuur en 5 Kelvin (tussen haakjes), op verschillende substraten.

Glassubstraat	1.6 % (5.4 %)
Si(100)	1.5 % (5.0 %)
SiO _x	1.5 % (4.8 %)

Bovenstaande preparaten zijn gesputterd zonder substraatvoorbehandeling. Met name voor silicium geldt dan dat het oppervlak bedekt is met een oxidehuidje, hetgeen de groeikwaliteit van de multilaag niet ten goede komt. Dit zou een verklaring kunnen zijn waarom er geen duidelijke trend zichtbaar is in tabel 4, met de uitzondering dat de magnetoweerstand iets lijkt toe te nemen wanneer er meer materiaal in het preparaat aanwezig is. De resultaten van multilagen met meerdere repetities (tabel 5) bevestigen deze visie.

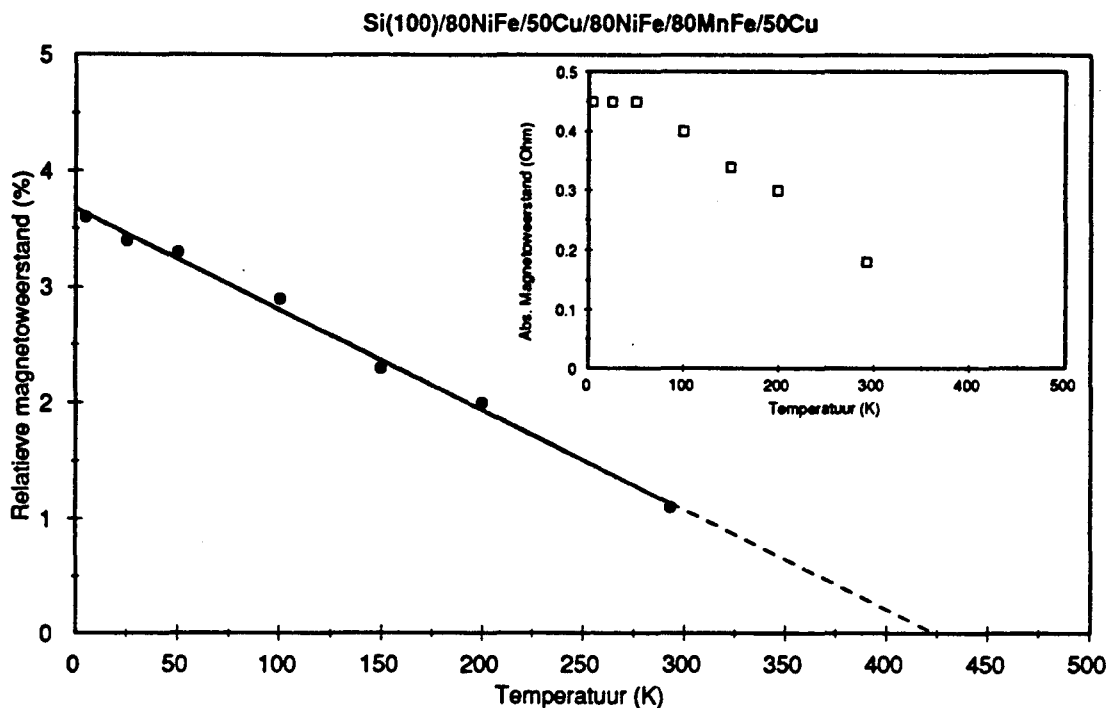
Door de hoge soortelijke weerstand van MnFe kan een dergelijke multilaag namelijk beschouwd worden als een parallelschakeling van, in dit geval 15, identieke magnetoweerstanden, waardoor de totale magnetoweerstand gelijk is aan de magnetoweerstand van één enkele repetitie. Het gemeten effect is echter groter dan de magnetoweerstand van één repetitie. Röntgendiffractiemetingen (rocking curves) wijzen op een betere textuur in de multilaag met 15 repetities. Men zou dus kunnen concluderen dat de textuur steeds beter wordt naarmate er meer lagen gedeponereerd worden, waardoor het magnetoweerstandseffect toeneemt.

Voorbehandeling van het substraat geeft een waarde van 2.1 % voor $\Delta R/R$, een verbetering met een factor 2. Ook hier wijzen röntgendiffractiemetingen op een betere microstructuur, maar nu ten gevolge van de substraatbehandeling. Bovendien is bij deze preparaten een dunnere Cu-toplaag aangebracht. Deze toplaag gedraagt zich als een shuntweerstand, waardoor een gedeelte van de stroom weglekt zonder een bijdrage aan de magnetoweerstand te leveren. Reductie van de toplaagdikte draagt dus ook bij aan de toename van $\Delta R/R$. In hoofdstuk 2 is dieper ingegaan op de preparatie en karakterisatie van de multilagen.

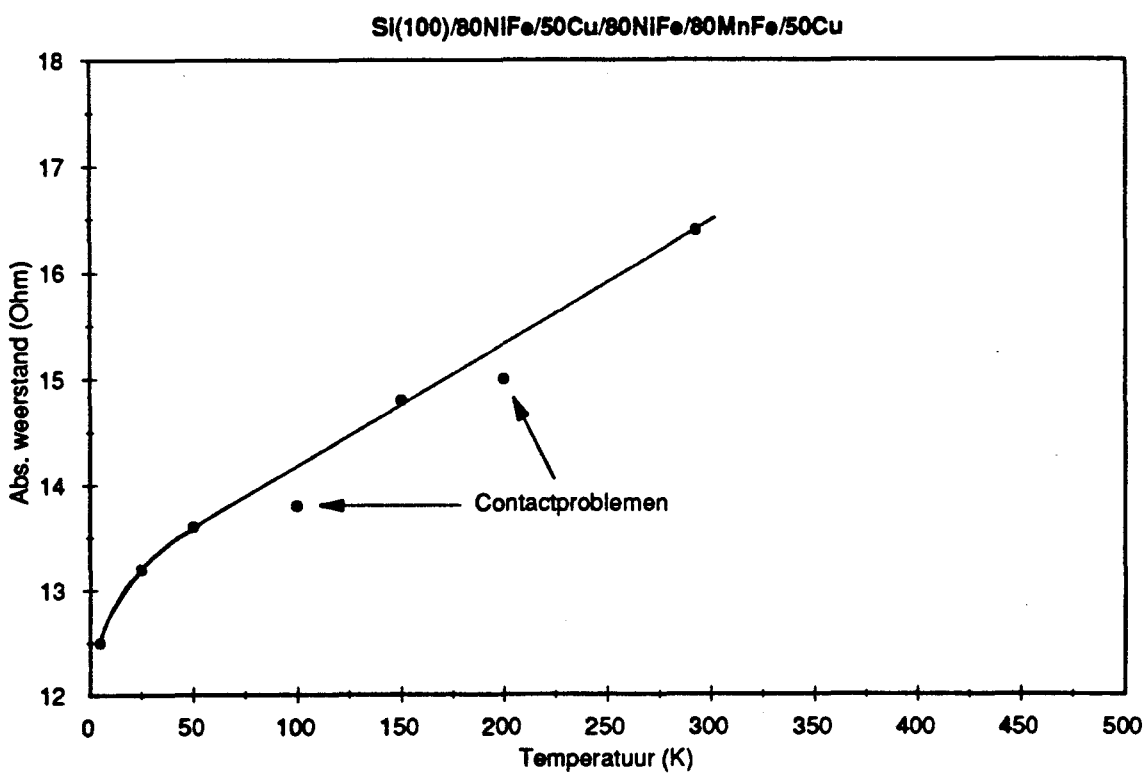
De magnetoweerstand als functie van de temperatuur is weergegeven in figuur 29. In deze figuur zijn zowel de absolute ΔR als de relatieve grootte uitgezet. Figuur 30 geeft de absolute weerstand van de parallele toestand als functie van de temperatuur.

Een andere variabele, die invloed heeft op de grootte van het magnetoweerstandseffect, is de Cu-tussenlaagdikte. Figuur 31 toont de magnetoweerstand als functie van de tussenlaagdikte. In figuur 32 is $\mu_o(H_k - H_b)$, gedefiniëerd in de figuur, uitgezet als functie van de tussenlaagdikte.

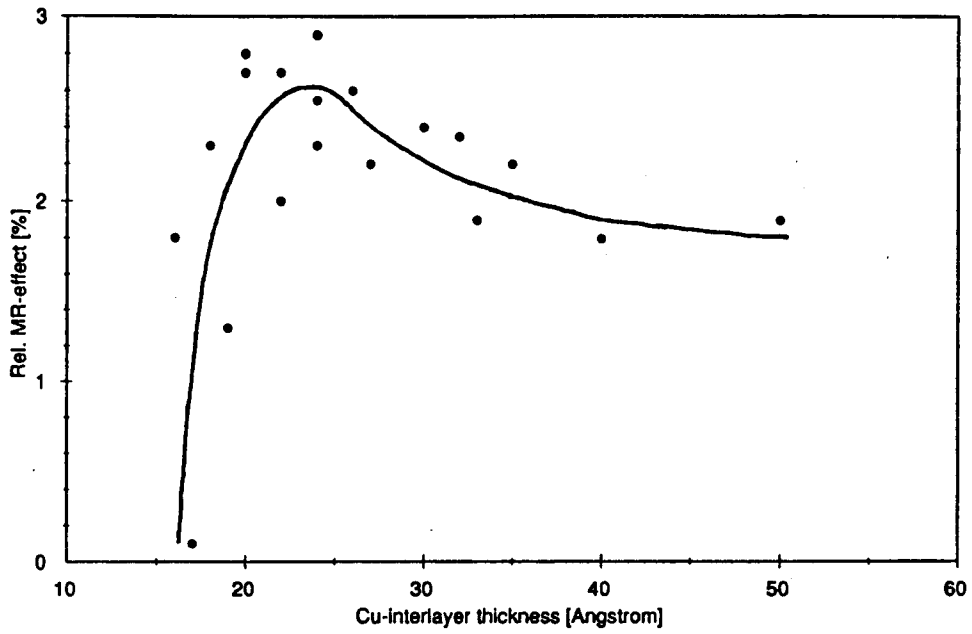
De discussie van deze resultaten en de resultaten uit hoofdstuk 3 komen ter sprake in het volgende hoofdstuk.



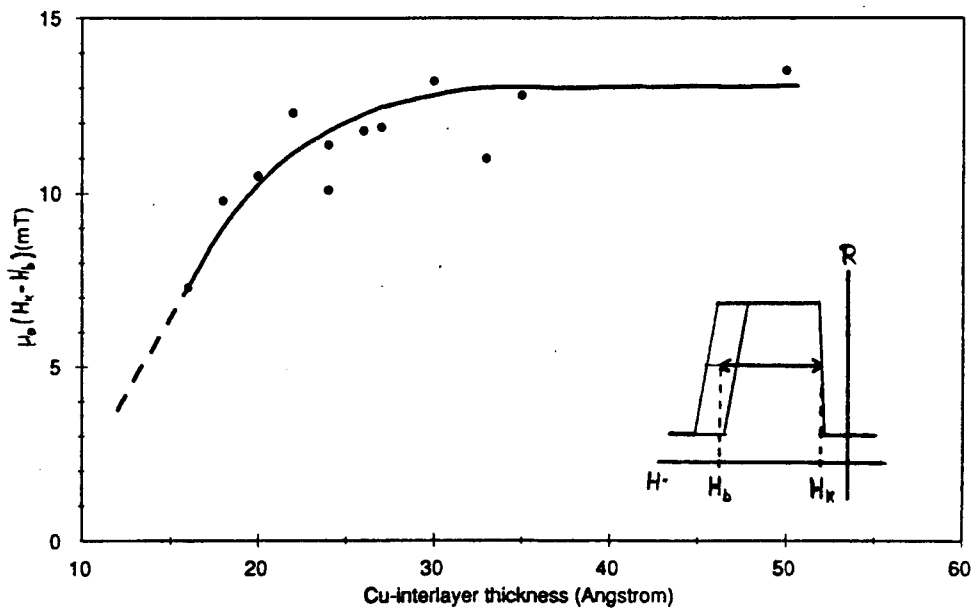
Figuur 29: Relatieve en absolute magnetoweerstand als functie van de temperatuur.



Figuur 30: Absolute weerstand in de parallelle toestand als functie van de temperatuur (hetzelfde preparaat als in figuur 29)



Figuur 31: Gemeten relatieve magnetoweerstand als functie van de Cu-tussenlaagdikte aan substraat/80Å NiFe/_{Cu} Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu-preparaten.



Figuur 32: $\mu_0(H_x - H_b)$ als functie van de Cu-tussenlaagdikte voor dezelfde preparaten als in figuur 31.

HOOFDSTUK 6 BESCHOUWINGEN EN CONCLUSIES

§6.1 Magnetoweerstand

In het voorgaande hoofdstuk zijn de resultaten beschreven van magnetoweerstands-experimenten, waarbij de NiFe-laagdiktes en Cu-tussenlaagdiktes van de multilaag gevarieerd zijn.

De invloed van de NiFe-laagdikte op de magnetoweerstand van de multilaag kan in onze preparaten het best gemeten worden door de dikte van de ongebiasde NiFe-laag te variëren, zodat de invloed van de laagdikte op het biasveld niet meegenomen hoeft te worden. Tabel 4 geeft niet de verwachte trend in de relatieve magnetoweerstand. Er wordt namelijk een maximum verwacht in de buurt van 100 Å [DIEN91A]. Volgens Dieny wordt onder 100 Å $\Delta R/R$ gereduceerd doordat de laagdikte de vrije weglengte van de spin-up elektronen in NiFe gaat bepalen. We hoeven in deze beschouwing alleen de vrije weglengte van spin-up elektronen te bekijken: de vrije weglengte van spin-down elektronen in NiFe is namelijk zo klein dat de laagdikte hier geen invloed op heeft. Het verschil in de spinafhankelijke elektronenverstrooiing neemt dus af met afnemende laagdikte. Boven 100Å neemt $\Delta R/R$ af ten gevolge van stroomshunting in de NiFe-laag. Als de NiFe-laag dikker wordt dan de vrije weglengte voor spin-up elektronen, kan men in deze laag een actief en een inactief gedeelte onderscheiden: het actieve gedeelte, grenzend aan het Cu/NiFe-grensvlak, draagt door middel van bulkverstrooiing bij aan de magnetoweerstand, door het inactieve deel lekt alleen stroom weg zonder bij te dragen aan de magnetoweerstand (shunting).

Alleen onze multilagen op Si(100) vertonen een lichte stijging van $\Delta R/R$ bij toenemende NiFe-laagdikte, er is echter geen duidelijke stijging van magnetoweerstand naar een maximum toe. De theorie van Dieny gaat hier dus blijkbaar niet op. Het is logisch te concluderen dat de component van de vrije weglengte van de spin up-elektronen loodrecht op de grensvlakken in alle gevallen kleiner is dan de som van de Cu-tussenlaagdikte en de actieve delen van de NiFe-lagen. Zoals al eerder geopperd is de kwaliteit van de textuur in de preparaten van deze tabel waarschijnlijk dermate slecht, dat spinafhankelijke verstrooiing aan korrelgrenzen en roosterimperfecties de vrije weglengte grotendeels bepalen en variaties in t_{NiFe} nauwelijks waarneembaar zijn in $\Delta R/R$. Röntgenmetingen met als resultaat rocking curve-pieken met een breedte van ongeveer 14° lijken dit te bevestigen. Het voorgaande suggereert dat de vrije weglengte van spin-up elektronen, ten gevolge van spinafhankelijke verstrooiingsprocessen

aan korrelgrenzen in de orde van de korrelgrootte is. De vrije weglengte moet echter wel groter zijn dan de Cu-tussenlaagdikte, anders zou er geen magnetoweerstand gemeten worden. We schatten de vrije weglengte voor spin-up elektronen dus op ruim 50Å. Door met Transmissie Elektronen Microscopie (TEM) de korrelgroei in de preparaten te onderzoeken, zou deze stelling ondersteund kunnen worden.

Uit de experimenten is gebleken dat de grootte van het magnetoweerstandseffect sterk afhangt van de kwaliteit van het substraat: voorbehandeling van het substraat levert een twee keer zo groot effect op. Een verdere verbetering kan verkregen worden door de multilaag te groeien op een bufferlaag. Vooral tantaal (Ta) is hiervoor een uitermate geschikt materiaal gebleken. In een NiFe/Cu/NiFe/MnFe-multilaag met 50 Å Ta als bufferlaag is onlangs een $\Delta R/R$ van 5 % bereikt, nogmaals een factor 2.5 verbetering (Folkerts). Bovendien wijst XRD-onderzoek op een verbeterde textuur (smalle rocking curve-piek). Door de Ta-laag groeit de multilaag dus blijkbaar beter; waarom dit zo is begrijpen we nog niet goed. Van Ta is wel bekend dat er door de hoge resistiviteit nauwelijks stroomshunting optreedt, waardoor de aanwezigheid van de bufferlaag geen negatief effect voor $\Delta R/R$ met zich meebrengt.

Uitermate interessant is de vraag tot welke mate van microstructuurverbetering er nog een toename van $\Delta R/R$ geconstateerd wordt. Hierover zijn nog geen experimentele data bekend. Enerzijds kunnen korrelgrenzen een bron van spinonafhankelijke verstrooiing vormen, die $\Delta R/R$ verlaagt. Anderzijds zou korrelgroei de beweging van elektronen in de richting loodrecht op de grensvlakken kunnen bevorderen, waardoor het spin valve-effect begunstigd wordt.

Figuur 29 geeft een beeld van het magnetoweerstandseffect als functie van de temperatuur. $\Delta R/R$ neemt bij benadering lineair af bij stijgende temperatuur, overeenkomstig met metingen van Dieny ([DIEN91B]). Het absolute effect ΔR begint pas boven 75 K af te nemen. Aangenomen wordt dat het magnetoweerstandseffect afneemt door spinmenging, veroorzaakt door verstrooiing aan magnonen ((gequantiseerde) spingolven, zie [DIEN91B]). Dit proces werd in de theorie van hoofdstuk 4 ter vereenvoudiging uitgesloten door $T = 0$ K te kiezen. Dat hierdoor de spin valve-magnetoweerstand afneemt volgt duidelijk uit de vergelijkingen 11, 12 en 14: de weerstand in de parallelle toestand wordt gelijk aan de weerstand in de anti-parallelle toestand, wanneer een grote spinmengingsterm in rekening gebracht wordt.

Het feit dat de absolute ΔR pas boven 75 K afneemt, terwijl $\Delta R/R$ ook onder 75 K al daalt, wijst erop dat de theorie van Dieny niet zonder meer opgaat: er is nog iets anders aan de hand. We zouden, in tegenstelling tot Dieny [DIEN91B], kunnen stellen dat spinmixing door magnonverstrooiing pas boven 75 K belangrijk wordt. De bijna lineaire afname van $\Delta R/R$ onder 75 K wordt dan alleen veroorzaakt door spinonafhankelijke verstrooiing aan fononen, waardoor weerstand R toeneemt. ΔR (de spinafhankelijke verstrooiing) blijft in dit gebied constant. Boven 75 K wordt de spinmengingsterm echter ook belangrijk, waardoor ΔR afneemt.

Deze visie is echter moeilijk hard te maken. Er zijn te weinig meetpunten om bij 75 K een eventuele hellingsverandering in $\Delta R/R$ tegen T waar te nemen. Bovendien weten we niet hoe bulk- en grensvlakverstrooiing zich ten opzichte van elkaar verhouden bij de verschillende temperaturen. Opmerkelijk is wel dat het verloop van de weerstand (figuur 30) afwijkt van wat men normaal gesproken verwacht: bij lage temperatuur afnemend tot een constante waarde.

Figuur 31 en 32 in hoofdstuk 5 geven weer hoe een koppeling tussen de twee NiFe-lagen het magnetoweerstandseffect beïnvloedt. In het geval van ferromagnetische koppeling over de Cu-tussenlaag is $(H_k - H_b)$ bij onze preparaten een maat voor de koppeling: twee sterk gekoppelde magnetische lagen zullen samen reageren op een extern aangelegd magnetisch veld, waarbij de koppeling concurreert met de coërciviteit van de lagen en, in dit geval ook, met de exchange biasing. Het omklapgedrag van zwakgekoppelde magnetische lagen wordt alleen bepaald door de coërciviteit en de biasing. Uit de toename en verzadiging van $(H_k - H_b)$ bij grotere Cu-diktes blijkt dat er inderdaad sprake is van een ferromagnetische koppeling en dat er ongeveer 30 Å nodig is om de NiFe-lagen te ontkoppelen. In het geval van een ferromagnetische koppeling streeft het systeem namelijk naar een parallelle oriëntatie van de magnetisaties in de multilaag, zodat het veldgebied, waarin de NiFe-lagen anti-parallel staan, smaller wordt. Een kleinere koppeling, bij grotere Cu-laagdikte, veroorzaakt dus een grotere waarde voor $(H_k - H_b)$.

Een antiferromagnetische koppeling tussen de twee NiFe-lagen zou $(H_k - H_b)$ hebben doen toenemen.

Ferromagnetische koppeling reduceert in onze preparaten het spin valve-effect vanwege de grote hysteresis van de gebiaste laag. Door deze hysteresis wordt bij $\mu_0 H = 0$ T niet de optimale antiparallelle oriëntatie van de NiFe-lagen, en dus ook niet het optimale spin valve-effect, gerealiseerd. Het maximum in $\Delta R/R$ wordt bereikt bij $H = H_k$. Ferromagnetische

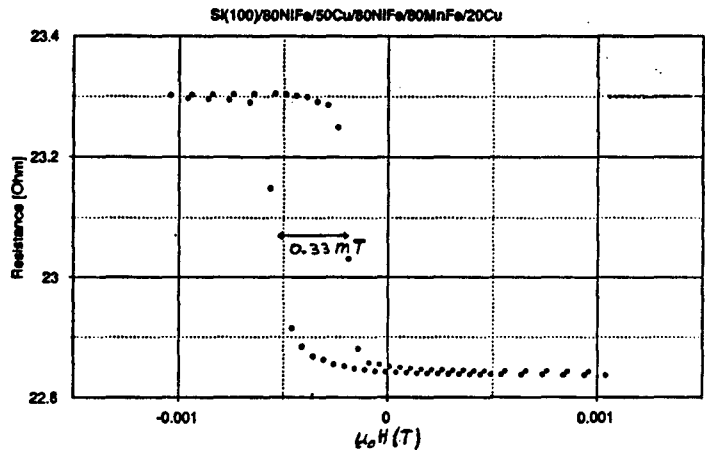
koppeling veroorzaakt een grotere H_k , waardoor het bereikte maximum in $\Delta R/R$ lager wordt. Maakt men de Cu-tussenlaag dikker, dan neemt de koppelingsterkte af waardoor $\Delta R/R$ stijgt. Stroomshunting door de tussenlaag zorgt er echter voor, dat $\Delta R/R$ weer afneemt. Bovendien speelt bij dikke Cu-tussenlagen ook nog een verlaagde kans op botsingsvrije transmissie mee voor elektronen, van de ene naar de andere NiFe-laag. Cu is als tussenlaagmateriaal gekozen vanwege de goede transmissie-eigenschappen voor gepolariseerde elektronen uit NiFe (Cu heeft dezelfde spin up-bandenstructuur als NiFe, zie figuur 20).

Concurrentie tussen invloeden van ferromagnetische koppeling en stroomshunting resulteert in een maximum in de magnetoweerstand bij een tussenlaagdikte van ongeveer 25 Å. Normaal gesproken wordt er een koppeling verwacht die oscilleert tussen ferromagnetisch en antiferromagnetisch. Deze oscillaties zijn niet zichtbaar in onze meetresultaten.

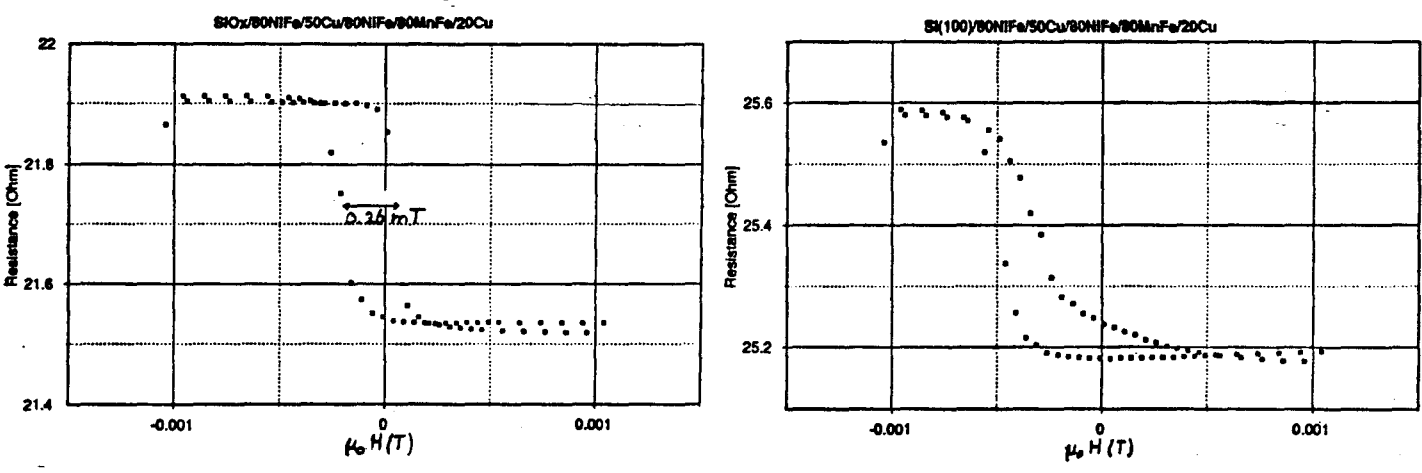
Belangrijk voor een koptoepassing van de NiFe/Cu/NiFe/MnFe-multilagen is het weerstandsgedrag in de buurt van 0 Tesla. Met andere woorden, van belang is het gedrag van de ongebiasde NiFe-laag. Er zijn in de ROMARIO-opstelling magnetoweerstandsmetingen uitgevoerd bij zeer lage velden. Figuur 33 en 34 tonen enkele resultaten. Zoals reeds eerder opgemerkt zijn soortgelijke metingen van de magnetisatie door beperkingen van de, op dit moment, beschikbare apparatuur niet mogelijk. De curve van figuur 33 toont een magnetoweerstandseffect van 2 % in 0.3 mT. In de Magnetische Recording wordt het quotient van deze twee getallen vaak als kwaliteitsfactor voor een magnetoweerstandsensor gehanteerd. Deze kwaliteitsfactor bedraagt hier dus ongeveer 7 %/mT. Onderzoekers van IBM vinden in soortgelijke multilagen een kwaliteitsfactor van 2 %/mT ([DIEN91C])!

Het (ongeannealde) preparaat (fig. 33) vertoont echter wel een hysteresis van 0.33 mT, gemeten op halve hoogte. Bovendien treedt de stapvormige weerstandsverandering niet bij 0 T op, maar is over 0.36 mT verschoven. Aangezien tijdens de meting het veld nauwkeurig gecalibreerd is (hoofdstuk 5), duidt dit op een kleine ferromagnetische koppeling tussen de beide NiFe-lagen. Bij een Cu-tussenlaag met een nominale dikte van 50 Å wordt er geen koppeling verwacht. De grafieken in figuur 34, gemeten aan identieke preparaten, vertonen ook nog een wisselende verschuiving van de curves. XRD-metingen aan een losse Cu-laag wijzen op een afwijking van ten hoogste -5 % in de laagdikte. Waarschijnlijk treden er tijdens sputteren nogal wat fluctuaties op in de sputtersnelheid. Magnetisatiemetingen aan deze preparaatreeks wijzen namelijk ook op variërende NiFe-laagdiktes. Ook is in het HV-

sputtersysteem geconstateerd dat er een spreiding van 10 % kan optreden in de laagdiktes door inhomogeniteit van de atoomwolk tijdens sputteren: de laagdiktes kunnen dus afhangen van de substraatpositie in de sputterhouder. Deze inhomogeniteit is intussen verholpen door de afstand tussen houder en sluitert te vergroten.



Figuur 33: Magnetoweerstandsmeting bij lage velden. De veldas ligt langs de biasrichting en dus ook langs de anisotropie-as van de ongebiasde NiFe-laag.



Figuur 34: Metingen aan magnetisch geannealde preparaten met biasrotatie. De veldas ligt langs de nieuwe biasrichting, en dus loodrecht op de anisotropie-as van de ongebiasde NiFe-laag.

De doelstelling van magnetisch annealen met biasrotatie was het kwijtraken van de gevonden hysteresis. Figuur 33 toont de metingen bij laag veld van twee preparaten, waarvan het biasveld over 90° geroteerd is. In linkse curve is het preparaat (#17) geannealed bij 120°C, in de rechtse curve (#22) bij 227°C. Magnetoweerstand wordt nu gemeten langs de

nieuwe biasrichting en tevens langs de moeilijke as van de vrije NiFe-laag. De hysteresis is in het gunstigste geval slechts afgenomen tot 0.26 mT, terwijl de rechtse curve een nogal complex verloop heeft. Het vermoeden bestaat dat de gebiaste NiFe-laag verantwoordelijk is voor deze hysteresis. Nauwkeurig bestuderen van de magnetisatiecurves, zoals in figuur 28, leert dat de hysteresis in de gebiaste laag vaak doorloopt tot bij zeer lage velden. De gebiaste laag blijft magnetisch beschouwd dus niet geheel onaangeroerd tijdens metingen bij lage velden. Het zou hier kunnen gaan om kleine gebiedjes in de gebiaste laag die slechts zeer zwak gebiast zijn en daardoor een sterke hysteresis vertonen. We zijn echter niet in staat geweest dit aan te tonen. Door reductie van het veldbereik tijdens de metingen zou de hysteresis nog kunnen afnemen, maar niet verdwijnen. In preparaten met grotere biasvelden, door bijvoorbeeld een de gebiaste NiFe-laag dunner te kiezen of MnFe/NiFe/Cu/NiFe-multilagen gebruiken, zou de invloed van de gebiaste laag veel kleiner kunnen zijn. Dit is stof voor nieuwe experimenten.

§6.2 Conclusies

- # In $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}$ -multilagen wordt een spin valve-magnetoweerstand gemeten van ruim 2 % in een veldinterval van 0.3 mT bij kamertemperatuur. Deze wordt veroorzaakt door spinafhankelijke bulk- en grensvlakverstrooiing. Dankzij het exchange biasing effect treedt het spin valve-effect op bij zeer lage velden.
- # De microstructuur in een preparaat is van grote invloed op het magnetoweerstandseffect.
- # Bij kleine tussenlaagdiktes ($<30 \text{ \AA}$) wordt het magnetoweerstandseffect gereduceerd door een ferromagnetische koppeling over de tussenlaag. Er zijn geen aanwijzingen voor een oscillerende koppeling gevonden.
- # De magnetoweerstand neemt bij benadering lineair af bij toenemende temperatuur. Dit verloop kan niet volledig door magnonverstrooiing verklaard worden, dit in tegenstelling tot de literatuur ([DIEN91B]).
- # Het exchange biasing effect hangt sterk af van de temperatuur. Het biasveld wordt nul bij een kritische temperatuur, dichtbij de Néeltemperatuur van de MnFe-laag.
- # Het biasveld is omgekeerd evenredig met de NiFe-laagdikte, hetgeen aantoont dat het een grensvlakeffect is.

Met behulp van magnetisch annealen, op een temperatuur van minimaal 100°C, is het mogelijk de richting van de exchange biasing in het preparaatvlak te roteren. De hiermee beoogde vermindering van de hysteresis in het spin valve-magnetoweerstandseffect is slechts ten dele bereikt, mogelijk door hysteresis in de gebiaste laag.

§6.3 Aanbevelingen

Er zijn voor de toekomst nog legio mogelijkheden om dit onderzoek uit te breiden. Het is zeker zinvol intensiever gebruik te gaan maken van onderlagen bij het groeien van een multilaag. Ook is het aan te bevelen de invloed van korrelgroei op de spin valve-magnetoweerstand verder te onderzoeken. Het groeien van een trilaag, bestaande uit twee gebiaste en één ongebiaste NiFe-laag, zou interessante resultaten kunnen opleveren als uitbreiding van de bestaande systemen.

Ook wat betreft exchange biasing en magnetisch annealen zijn er nog vraagtekens. Met het bereiken van hogere biasvelden, door het dunner maken van de gebiaste NiFe-laag en door de MnFe/NiFe-systemen te optimaliseren, kan het toepassen van biasveldrotatie misschien toch nog het beoogde effect bereiken. Als het nut van biasveldrotatie onomstotelijk vaststaat kan het ook lonend zijn deze rotatie al tijdens het sputterproces te bewerkstelligen door het substraat over 90° te draaien. In dat geval zou ook parallel hieraan het annealproces verder onderzocht en geoptimaliseerd kunnen worden. Enkele belangrijke punten hierbij zijn: verkennen van de bovenste temperatuurgrens, onderzoeken van de invloed van de factor tijd bij annealen bij lage temperaturen (<100°C), versnellen van het afkoelproces met N₂, gebruik van sterkere magneten in de magnetische houder.

Voor het optimaliseren van de MnFe/NiFe-systemen zou men kunnen denken aan het combineren van Ta en Cu of alleen Ta als bufferlaag in plaats van alleen Cu.

Tenslotte is het meten van magnetisatie bij zeer lage velden een probleem gebleken. Door een luchtspoelensysteem bruikbaar te maken voor deze experimenten zou het omklapgedrag van de vrij NiFe-laag beter onderzocht kunnen worden. Bovendien zou het dan mogelijk worden de grootte van de geïnduceerde anisotropie te bepalen.

§4 Tenslotte

Tot slot zou ik alle medewerkers van de groep metalen willen bedanken voor hun ondersteuning tijdens mijn afstudeeronderzoek. In het bijzonder gaat mijn dank uit naar de volgende mensen:

- # Wim de Jonge en Klaas Kopinga van de TUE, Reinder Coehoorn en Wiep Folkerts van "het lab" voor hun kritische blik op mijn wetenschappelijke inspanningen.
- # Ad Fonken en Henk Munsters voor het beschikbaar stellen van hun preparatieve vaardigheden.
- # Anton Heger, Jan Bernhards, Peter van Engelen en Jos aan de Stegge voor hun (computer)technische ondersteuning.

REFERENTIES

- [CHIKAZ] S. Chikazumi, D. Graham Jr. - **Directional order** - "Magnetism and metallurgy" chapter 12, edited by Berkowitz & Kneller, p. 577-619.
- [MEIK56] W.H. Meiklejohn, C.P. Bean - **New magnetic anisotropy** - Phys. Rev. vol. 102, no. 5, 1 juni 1956, p. 1413-1414.
- [MASS65] O. Massenet, R. Montmory, L. Néel - **Magnetic properties of multilayer films of FeNi-Mn-FeNiCo and FeNiMn** - IEEE Trans. On Magn., maart 1965, p. 63-65.
- [UMEB66] H. Umebayashi, Y. Ishikawa - **Antiferromagnetism of γ -Fe-Mn alloys** - J. Phys. Soc. Japan vol. 21 no. 7, juli 1966, p. 1281-1294.
- [ENDO71] Y. Endoh, Y. Ishikawa - **Antiferromagnetism of γ Iron manganese alloys** - J. Phys. Soc. Japan vol. 30 no. 6, juni 1971, p. 1614-1627.
- [FERT76] A. Fert, I.A. Campbell - **Electrical resistivity of ferromagnetic nickel and iron based alloys** - J. Phys. F: Metal Phys., vol. 6, no. 5, 1976, p. 849-871.
- [DORL77] J.W.F. Dorleijn - **Electrical conduction in ferromagnetic metals** - Proefschrift Technische Hogeschool Delft, maart 1977.
- [JAOU77] O. Jaoul, I.A. Campbell, A. Fert - **Spontaneous resistivity Ni-alloys** - J. of Magn. & Magn. Mat. 5, 1977, p. 23-34.
- [HEMP78] R.D. Hempstead, S. Krongelb, D.A. Thompson - **Unidirectional anisotropy in nickel-iron films by exchange coupling with antiferromagnetic films** - IEEE Trans Magn. MAG 14 no. 5, sept. 1978, p. 521-523.
- [TU__78] K.N. Tu, J.W. Mayer - **Thin films-Interdiffusions and reactions** - chapter 12, edited by Poate, Tu, Mayer, 1978.
- [TSAN81] C. Tsang, N. Heiman, Kenneth Lee - **Exchange induced unidirectional anisotropy at FeMn-Ni₈₀Fe₂₀ interfaces** - J. Appl. Phys 52(3), maart 1981, p. 2471-2473.
- [KUBA82] O. Kubaschewski - **Iron binary phase diagrams** - Springer Verlag Berlin, 1982
- [TSAN82] C. Tsang, Kenneth Lee - **Temperature dependence of unidirectional anisotropy effects in the Permalloy-FeMn systems** - J. Appl. Phys. 53(3), maart 1982, p. 2605-2607.

- [LAMB84] Ph. Lambin, F. Herman - **Electronic and magnetic structure of Idealized metallic multilayers: Ni₃Fe-FeMn system** - Phys. Rev. B vol. 30 no. 12, 15 dec. 1984, p. 6903-6910.
- [SCOT85] J.C. Scott - **Ferromagnetic resonance studies in the bilayer system Ni_{0.80}Fe_{0.20}/Mn_{0.50}Fe_{0.50}: Exchange anisotropy** - J. Appl. Phys. 57(1), 15 april 1985, p. 3681-3683.
- [KIT86] C. Kittel - **Introduction to solid state physics** - sixth edition, 1986.
- [SCHL86] C. Schlenker, S.S.P. Parkin, J.C. Scott, K. Howard - **Magnetic disorder in the exchange bias bilayered FeNi-FeMn system** - J. of Magn. and Magn. Mat. 54-57, 1986, p. 801-802.
- [MALO87] A.P. Malozemoff - **Random-field model of exchange anisotropy at rough ferromagnetic-antiferromagnetic interfaces** - Phys. Rev. B vol. 35 no. 7, 1 maart 1987, p. 3679-3682.
- [MAUR87] D. Mauri, H.C. Siegmann, P.S. Bagus, E. Kay - **Simple model for the ferromagnetic films exchange coupled to an antiferromagnetic substrate** - J. Appl. Phys. 62(7), 1 okt. 1987, p. 3047-3049.
- [SPER87] V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin, C.H. Wilts - **Standing spinwaves in FeMn/NiFe/FeMn exchange bias structures** - IEEE Trans. Magn. Mat. vol MAG-23 no. 5, sept. 87, p. 2999-3001.
- [BAIB88] M.N. Baibich, J.M. Broto, A. Fert et al. - **Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr magnetic superlattices** - Phys. Rev. Lett. vol. 61 no. 21, 21 nov. 1988, p. 2472-2475.
- [FUJI88] H. Fujimori, X. Lin, H. Morita - **Asymmetric domain wall pinning in antiferromagnetic FeMn / ferromagnetic FeNi coupled films** - J. de Phys. C8 Suppl. no. 12, dec. 1988, p. 1931-1932.
- [HOWA88] J.K. Howard, T.C. Huang - **Characterisation of FeMn(N)/FeMn/Permalloy exchange coupled structures** - J. Appl. Phys. 64 (10), 15 nov. 1988, p. 6118-6120.
- [MALO88A] A.P. Malozemoff - **Mechanisms of exchange anisotropy (Invited)** - J. Appl. Phys. 63 (8), 15 april 1988, p. 3874-3879.

- [MALO88B] A.P. Malozemoff - **Hlesenberg-to-Ising crossover in a random-field model with uniaxial anisotropy** - Phys. Rev. B vol. 37 no. 13, 1 mei 1988, p. 7673-7679.
- [STOE88] W. Stoecklein, S.S.P. Parkin, J.C. Scott - **Ferromagnetic resonance studies of exchange biased Permalloy thin films** - Phys. Rev. B vol. 38 no. 10, 1 okt. 1988, p. 6847-6854.
- [BART89] A. Barthelemy, M.N. Baibich et al. - **Giant magnetoresistance of (001)Fe/(001)Cr superlattices** - Materials Research Society Symposium Proceedings vol. 151, 1989, p. 43-48.
- [BINA89] G. Binasch, P. Grünberg, F. Saurenbach, W. Zinn - **Enhanced magnetoresistance in layered magnetic structures with antiferromagnetic interlayer exchange** - Phys. Rev. B vol. 39 no7, 1 maart 1989, p. 4828-4830.
- [CAML89] R.E. Camley, J. Barnás - **Theory of giant magnetoresistance effects in magnetic layered structures with antiferromagnetic coupling** - Phys Rev. Letters vol. 63, no. 6, 7 aug 1989, p. 664-667.
- [BARN90] J. Barnás, A. Fuss, R.E. Camley, P. Grünberg, W.Zinn - **Novel magnetoresistance effect in layered magnetic structures: Theory and experiment** - Phys. Rev. B vol 42, no. 13, 1 nov. 1990, p. 8110-8120.
- [LEVY90] P.Mp. Levy, S. Zhang, A. Fert - **Electrical conductivity of magnetic multilayered structures** - Phys. Rev. Lett. 65, 1990, p. 1643.
- [RIJK90] Th. Rijks - **Beter ten halve gekeerd dan een geflipte spin: magnetoweerstand in Au/Co-multilagen** - Stageverslag Philips Natlab i.o.v. Technische Universiteit Eindhoven, dec. 1990.
- [SPER90] V.S. Speriosu, D.A. Herman Jr., I.L. Sanders, T. Yogi - **Magnetic thin films in recording technology** - IBM J. Res. Develop. vol. 34 no. 6, november 1990, p. 884-902.
- [DIEN91A] B. Dieny - **Quantitative interpretation of giant magnetoresistance properties in Permalloy based spin valve structures** - Preprint Europhys. Lett. 1991.
- [DIEN91B] B. Dieny, V.S. Speriosu, S. Metin - **Thermal variation of the magnetoresistance of soft spin-valve multilayers** - Europhys. Lett. 15 (2), p. 227-232, 15 mei 1991.

- [DIEN91C] B. Dieny, V.S. Speriosu, S.S.P. Parkin et al. - **Spin-valve effect in soft ferromagnetic multilayers** - Phys. Rev. B Rapid Comm. vol. 43, no. 1, jan. 1991.
- [CLOS91] N.M.L.N.P. Closset - **De magnetoweerstand in Co/Cu-multilagen** - Afstudeerverslag Philips Natlab i.o.v. Hogeschool Eindhoven, mei 1991.
- [HAJJ91] R.A. Hajjar, M. Mansuripur, H.-P.D. Shieh - **Measurements of magnetoresistance in magneto-optical recording media** - J. Appl. Phys. 69 (10), 15 mei 1991, p. 7067-7080.
- [JOHN91] B.L. Johnson, R.E. Camley - **Theory of giant magnetoresistance effects in Fe/Cr multilayers: Spin-dependent scattering from impurities** - Phys. Rev. B vol 44, no. 18, 1 nov. 1991, p. 9997-10002.
- [STEA91] M.B. Stearns - **Topics on Fe, its layered structures and alloys** - International workshop on spin-valve layered structures, 9-12 sept 1991.
- [BERK92] Berkovics - Ongepubliceerd werk.

APPENDIX A: Geïnduceerde anisotropie

De interactie-energie van een naaste buur-atoompaar met de lokale magnetisatie kan geschreven worden als een machtreeks van Legendre-polynomen:

$$w = l(\cos^2\phi - \frac{1}{3}) + q(\cos^4\phi - \frac{6}{7}\cos^2\phi + \frac{3}{35}) + \dots \quad (A1)$$

l = "pseudo dipool" interactieparameter

q = "pseudo quadrupool" interactieparameter

ϕ = hoek tussen paaras en lokale magnetisatie

Verondersteld wordt dat interacties van een orde hoger dan "pseudo dipool" interactie verwaarloosd kunnen worden.

In een binaire legering met componenten A en B zijn de mogelijke naaste buur-paren A-A, B-B en A-B, met als energieparameters l_{AA} , l_{BB} en l_{AB} . De totale "paarenergie" in de A-B-legeringen is dan

$$E \approx \sum_i (N_{AAi}l_{AA} + N_{BBi}l_{BB} + N_{ABi}l_{AB})(\cos^2\phi_i - \frac{1}{3}) \quad (A2)$$

N_{AA} , N_{BB} , N_{AB} zijn de aantallen paren A-A, B-B, A-B

i geeft de paarrichting aan

Elk atoom heeft twee naaste burens langs een as i (randeffecten worden niet meegenomen):

$$\begin{aligned} 2N_{AAi} + N_{ABi} &= 2N_A \\ 2N_{BBi} + N_{ABi} &= 2N_B \end{aligned} \quad (A3)$$

Verder geldt:

$$\sum_i (\cos^2\phi_i - \frac{1}{3}) = 0 \quad (A4)$$

Hieruit volgt:

$$E = l \sum_i N_{AAi} (\cos^2\phi_i - \frac{1}{3}) - l \sum_i N_{BBi} (\cos^2\phi_i - \frac{1}{3}) - \frac{1}{2} l \sum_i N_{ABi} (\cos^2\phi_i - \frac{1}{3}) \quad (A5)$$

met $l = l_{AA} + l_{BB} - l_{AB}$

Voor het equilibrium aantal identieke-atoom-paren AA langs een as i geldt de Boltzmannverdeling:

$$N_{AAi} = N_{AA} \frac{\exp\left[\frac{-l_1(\cos^2\phi_i - \frac{1}{3})}{kT_1}\right]}{\sum_i \exp\left[\frac{-l_1(\cos^2\phi_i - \frac{1}{3})}{kT_1}\right]} \quad (A6)$$

l_1 is de energieparameter l in toestand 1, waarin ordening mogelijk is, dus tijdens groeien of annealen. Over het algemeen geldt dat $l_1 \ll kT_1$, waardoor (A6) met eenvoudig rekenwerk overgaat in

$$N_{AAi} = \frac{N_{AA}}{z} \left[1 - \left(\frac{l_1(\cos^2\phi_i - \frac{1}{3})}{kT_1} \right) \right] \quad (A7)$$

z = het totaal aantal mogelijke naaste buur-richtingen

Dit resulteert, in toestand 2 waar geen ordening meer mogelijk is, in een permanente anisotropie, met energie:

$$E = \sum_i N_{AAi} l_2 (\cos^2\phi_i - \frac{1}{3}) \quad (A8)$$

Hoe is nu de ordening in de makkelijke en moeilijke richting? Langs de makkelijke as geldt dat $\phi_i = 0^\circ$, zodat volgens (A7) het aantal identieke-atoomparen langs deze as gelijk is aan:

$$N_{AAi} = \frac{N_{AA}}{z} \left(1 - \frac{\frac{2}{3}l_1}{kT_1} \right) \quad (A9)$$

Langs de moeilijke richting ($\phi = 90^\circ$) geldt:

$$N_{AAi} = \frac{N_{AA}}{z} \left(1 + \frac{\frac{1}{3}l_1}{kT_1} \right) \quad (A10)$$

In welke richting een voorkeur bestaat voor A-A- en B-B-ordering hangt af van het teken van energieparameter I , en is vooralsnog onbekend. Men zou zich kunnen afvragen of er een parallel bestaat met de grensvlakanisotropie, zoals die voorkomt in Au/Co- en Pd/Co-multilagen.

APPENDIX B: De Boltzmann transportvergelijking

Wanneer een metaalfilm in een elektrisch veld E geplaatst wordt, treedt er een verandering in de elektronenverdeling op.

$$F(\vec{v}, \vec{r}) = f_0(\vec{v}, \vec{r}) + g(\vec{v}, \vec{r}) \quad (\text{B1})$$

F is de gestoorde elektronendistributiefunctie.

f_0 is de evenwichtsverdeling (thermisch equilibrium).

g is de storing ten gevolge van het E -veld.

In evenwicht geldt de Fermi-Dirac-verdeling:

$$f_0(\vec{v}) = \frac{1}{\exp\left[\frac{(\epsilon_v - \epsilon_F)}{k_B T}\right] + 1} \quad (\text{B2})$$

$$\text{met } \epsilon_v = \frac{m^*(\vec{v}, \vec{v})}{2}$$

m^* is de effectieve massa van het elektron in het "bijna"-vrije elektronenmodel.

De Boltzmann transportvergelijking geeft het evenwicht tussen drijvende krachten (E -veld) en tegenwerkende krachten (botsingen) op de elektronen, in de steady state.

$$\left(\frac{dF}{dt}\right)_{\text{coll}} = \left(\frac{dF}{dt}\right)_E = \frac{\partial F}{\partial \vec{r}} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial \vec{v}} \cdot \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} \quad (\text{B3})$$

Voor de tegenwerkende krachten geldt:

$$\left(\frac{\partial F}{\partial t}\right)_{\text{coll}} = -\frac{(F - f_0)}{\tau} = -\frac{g}{\tau} \quad (\text{B4})$$

(B3) en (B4) geeft:

$$-\frac{g}{\tau} = \vec{v} \cdot \left[\begin{pmatrix} \frac{\partial f_0}{\partial x} \\ \frac{\partial f_0}{\partial y} \\ \frac{\partial f_0}{\partial z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial g}{\partial x} \\ \frac{\partial g}{\partial y} \\ \frac{\partial g}{\partial z} \end{pmatrix} \right] + \frac{eE}{m^*} \cdot \left[\begin{pmatrix} \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \\ \frac{\partial f_0}{\partial v_y} \\ \frac{\partial f_0}{\partial v_z} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \frac{\partial g}{\partial v_x} \\ \frac{\partial g}{\partial v_y} \\ \frac{\partial g}{\partial v_z} \end{pmatrix} \right] \quad (\text{B5})$$

Kiest men de z -as loodrecht op de metaalfilm en het E -veld langs de x -as, dan kan deze uitdrukking sterk worden vereenvoudigd, aangezien $\frac{\partial f_0}{\partial x}, \frac{\partial f_0}{\partial y}, \frac{\partial g}{\partial x}, \frac{\partial g}{\partial y} = 0$ (translatie-symmetrie), $\frac{\partial f_0}{\partial z} = 0$ (binnen één laag) en $\frac{\partial g}{\partial v_x}$ ($F(v_x) = f_0(v_x - \Delta v_x)$) verwaarloosbaar is.

Dit levert de differentiaalvergelijking (B6) op, die de Boltzmann transportvergelijking genoemd wordt:

$$\frac{\partial g}{\partial z} + \frac{g}{v_z \tau} = \frac{eE}{m v_z} \cdot \frac{\partial f_0}{\partial v_x} \quad (\text{B6})$$

APPENDIX C: Belangrijke fysische parameters

Roosterparameters:

$$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} \quad : a = 3.56 \text{ \AA} \quad [\text{LAMB84}]$$

$$\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50} \quad : a = 3.63 \text{ \AA} \quad [\text{LAMB84}]$$

Energieparameter voor exchange koppeling (per atoompaar):

$$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20} \quad : J_{\text{eff}} = 7.2 \cdot 10^{-21} \text{ J} \quad [\text{STOE88}]$$

$$\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50} \quad : J_{\text{eff}} = 1.0 \cdot 10^{-20} \text{ J} \quad [\text{STOE88}]$$

$$\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Mn}_{50}\text{Fe}_{50}\text{-grensvlak} \quad : J_{\text{I}} = 5.4 \cdot 10^{-21} \text{ J} \quad [\text{STOE88}]$$

Anisotropieconstanten:

$$K_{\text{F}} = K_{\text{AF}} = 1.6 \cdot 10^3 \text{ J/m}^3 \quad [\text{MALO87}]$$

"Exchange stiffness":

$$A_{\text{F}} = J_{\text{F}}/a_{\text{F}} = 2.2 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$$

$$A_{\text{AF}} = J_{\text{AF}}/a_{\text{AF}} = 2.8 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}$$

$$\mu_0 M_{\text{F}} = 1 \text{ T voor Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$$

APPENDIX D: Preparaten

#1	Glas	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910618)
#2	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910618)
#3	SiO _x	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910618)
#4	Glas	/60Å NiFe/50Å Cu/60Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910621)
#5	Si(100)	/60Å NiFe/50Å Cu/60Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910621)
#6	SiO _x	/60Å NiFe/50Å Cu/60Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910621)
#7	Glas	/40Å NiFe/50Å Cu/40Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910628)
#8	Si(100)	/40Å NiFe/50Å Cu/40Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910628)
#9	Si(100)	/60Å NiFe/50Å Cu/40Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910631)
#10	Si(100)	/60Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/50Å Cu (910634)
#11	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (910961A)
#12	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (910965A)
#13	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (910965B)
#14	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (910966A)
#15	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (910966B)
#16	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201131)
#17	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201131A)
#18	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201131B)
#19	Si(100)	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201131C)
#20	SiO _x	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201134)
#21	SiO _x	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201134A)
#22	SiO _x	/80Å NiFe/50Å Cu/80Å NiFe/80Å MnFe/20Å Cu (9201134B)