

MASTER

Ruis in anisotrope magnetoresistieve nikkel-ijzer films

Briaire, J.

Award date:
1996

[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 Elektrotechniek

Afstudeer-verslag

RUIS IN
ANISOTROPE MAGNETORESISTIEVE
NIKKEL-IJZER FILMS

J. Briaire, juni 1996

Verslag van een afstudeer-periode bij de groep Explorical Physics van Philips Research in Eindhoven. Dit werk maakt deel uit van een samenwerkingsverband tussen de groep Elektrotechnische Materiaalkunde van de faculteit Elektrotechniek van de Technische Universiteit Eindhoven en Philips Research.

Begeleiders: Dr. Ir. L.K.J. Vandamme
Dr. M.A.M. Gijs (Philips)

Afstudeerhoogleraar: Prof. Dr. T.G.M. Kleinpenning

SAMENVATTING

Gedurende zeven maanden is onderzoek verricht naar de ruis karakteristieken van gestructureerde NiFe (permalloy) films. Hierbij werd vooral gelet op het verschil tussen één-domeins films en films waarin domeinwanden voorkomen. Dit alles is bij kamertemperatuur onderzocht.

Gebleken is dat het $1/f$ ruisvermogen voor de films zonder domeinwanden sterk afhankelijk is van een uitwendig magneetveld en in het gemeten bereik makkelijk een factor 10 varieert. Wanneer er wel domeinen aanwezig zijn blijkt de afhankelijkheid vaak hetzelfde gedrag te vertonen maar bedraagt de verandering van het ruisvermogen ruwweg een factor 100. Bovendien blijkt dat het verband tussen magneetveld en $1/f$ ruis veel minder vloeiend is.

De veranderingen van de $1/f$ ruis zijn kwalitatief goed te verklaren door deze te vergelijken met de variantie van de weerstand als functie van de hoekverdraaiing die zijn magnetisatie ondergaat. Hieruit blijkt dat de $1/f$ ruis onder andere indirect afhankelijk is van de afgeleide van de weerstand naar het magneetveld. Met behulp van een eenvoudig model komt de variantie in de situatie zonder domeinen al redelijk goed overeen met het verloop van de $1/f$ -ruis. Als er domeinwanden aanwezig zijn kunnen deze de variantie beïnvloeden en ervoor zorgen dat de lokale magnetisatie minder stabiel is. Dit kan de verschillen tussen de twee situaties verklaren.

Om voldoende metingen te kunnen verrichten zijn twee computer-programma's geschreven. De eerste meet de ruisspectra van een sample als functie van het magneetveld. De tweede bepaalt de parameters van deze spectra.

INHOUDSOPGAVE

1. INLEIDING	1
2. RELEVANTE RUISBRONNEN	2
2.1 Thermische ruis	2
2.2 $1/f$ ruis volgens het Hooge model	2
3. ANISOTROPE MAGNETOWEERSTAND EN ZIJN VARIANTIE	4
3.1 Anisotrope magnetoweerstand	4
3.2 Magnetische anisotropie	5
3.3 Bepaling van de anisotrope magnetoweerstand	7
3.4 Bepaling van de variantie van de anisotrope magnetoweerstand	7
3.5 Verband tussen de variantie en de ruis	9
4. PREPARATIE EN KARAKTERISATIE VAN DE FILMS	10
4.1 Groei en structurering van de films	10
4.2 Weerstandsmetingen	11
4.3 Ruismetingen	11
4.3.1 <u>Meetbaarheid van $1/f$ ruis</u>	13
4.4 Metingen via een brug	14
4.5 Visualizatie van domeinen	15
5. MEETRESULTATEN	16
5.1 De makkelijke as ligt in de lengterichting van het sample	17
5.2 De makkelijke as ligt dwars op de lengterichting van het sample	21
6. CONCLUSIES	25
REFERENTIES	26
 Bijlage A. Werking van het programma dat de ruis parameters bepaalt	 A.1

1. INLEIDING

In de afgelopen jaren is bij Philips Research in samenwerking met de groep Elektrotechnische Materiaalkunde van de faculteit Elektrotechniek te Eindhoven, onderzoek verricht naar de ruis in magnetische NiFe multilagen⁽¹⁾. Hieruit bleek dat de 1/f-ruis van deze lagen sterk magneetveld afhankelijk is en makkelijk een factor 100 kan variëren. Om dit verschijnsel beter te kunnen begrijpen zijn NiFe films gemaakt waarvan de magnetisatie goed gecontroleerd kan worden.

Parallel aan dit onderzoek loopt ook een onderzoek naar magnetische sensoren waaruit bleek dat de 1/f-ruis en de variantie van de weerstand (als functie van de magnetisatie hoek) sterk gecorreleerd zijn⁽²⁾. Hierop voortbouwend is onderzoek verricht naar de invloed van domeinwanden op de ruis aangezien deze in een multilaag ook aanwezig zullen zijn.

2. RELEVANTE RUISBRONNEN

2.1 Thermische ruis⁽³⁾ (of Nyquist ruis)

Thermische ruis is een gevolg van de Brownse beweging van vrije ladingdragers. Voor frequenties kleiner dan THz geldt voor de spectrale ruis intensiteit van de spanning:

$$S_V(f) = 4k_B TR \quad (2.1)$$

Hierbij geldt:

- $S_V(f)$: de spectrale ruisintensiteit [V^2/Hz]
- f: de frequentie [Hz]
- k_B : de constante van Boltzmann ($=1.38 \cdot 10^{-23}$) [J/K]
- T: de temperatuur [K]
- R: de weerstand van het sample [Ω]

In de tijd kan thermische ruis gezien worden als een signaal met een gaussisch verdeelde amplitude die zich ongecorreleerd gedraagt. De gemiddelde waarde van dit signaal is nul.

2.2 1/f ruis volgens het Hooge model⁽³⁾

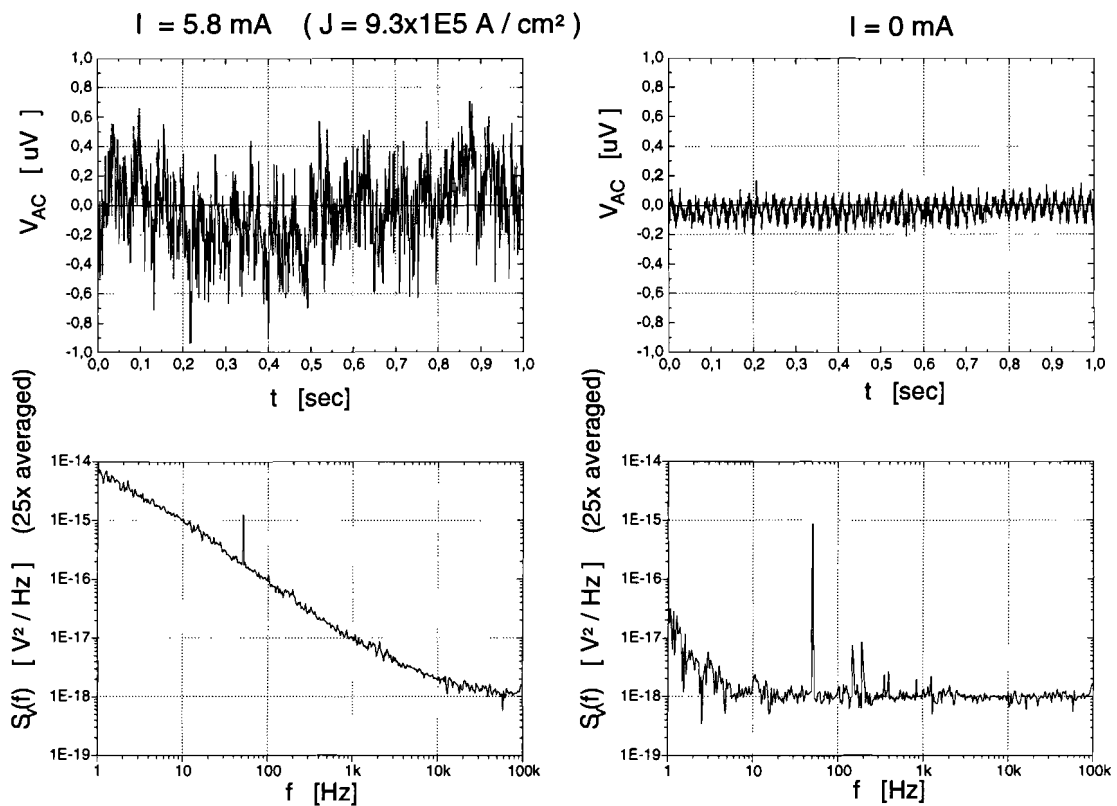
Het ruisspectrum van 1/f-spanningsruis is volgens de empirische Hooge-relatie gelijk aan:

$$S_V(f) = \frac{\alpha}{Nf} V^2 \quad (2.2)$$

Hierbij geldt:

- $S_V(f)$: de spectrale ruisintensiteit [V^2/Hz]
- f: de frequentie [Hz]
- V: de gemiddelde spanning over het sample [V]
- N: het totale aantal ladingdragers in het sample
- α : de Hooge-parameter

Afbeelding 2.1 laat een voorbeeld zien van de ruis van een sample als er stroom door het sample loopt en als dit niet het geval is. Zowel het frequentie spectrum als een voorbeeld van het signaal in de tijd zijn getoond. Er is duidelijk te zien dat de ruis van dit sample onderverdeeld kan worden in $1/f$ -ruis en thermische ruis. Bovendien is er nog een kleine bult bij 10 Hz te zien, maar die is verwaarloosbaar. Ook blijkt een grote 50 Hz piek aanwezig te zijn in het spectrum. Dit is een gevolg van apparatuur die deze storing inkoppelt. Alhoewel deze piek in het spectrum bij $I=0$ A slechts een geïsoleerde piek lijkt (met twee hogere harmonischen) blijkt het signaal in het tijddomein gedomineerd te worden door 50 Hz.



Afbeelding 2.1

Voorbeeld van ruis in het tijddomein en het vermogenspectrum. Zowel de situatie zonder stroom door het preparaat als die met stroom door het preparaat is gegeven.

3. ANISOTROPE MAGNETOWEERSTAND EN ZIJN VARIANTIE

3.1 Anisotrope magnetoweerstand⁽⁴⁾

De resistiviteit van een ferro-magnetisch materiaal kan verschillen voor de richting evenwijdig aan de interne magnetisatie \underline{M} ten opzichte van de richting loodrecht op \underline{M} . De resistiviteit die geldt parallel aan \underline{M} wordt nu $\rho_{//}$ genoemd en de resistiviteit loodrecht op \underline{M} wordt ρ_{\perp} genoemd.

Als nu een stroomdichtheid \underline{J} met een hoek φ_0 ten opzichte van \underline{M} stroomt (en de grootte en richting van \underline{M} constant verondersteld worden in het materiaal), geldt voor het elektrische veld (zie afbeelding 3.1):

$$E_{//} = \rho_{//} |\underline{J}| \cos \varphi_0$$

$$E_{\perp} = \rho_{\perp} |\underline{J}| \sin \varphi_0$$

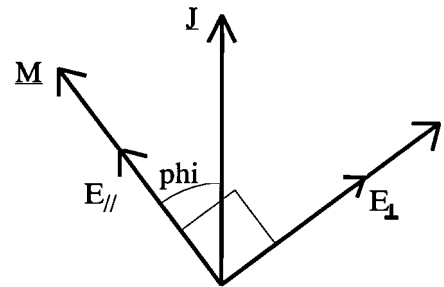
Maar als nu alleen maar het elektrische veld in de richting van \underline{J} gemeten wordt geldt hiervoor:

$$\begin{aligned} E &= E_{//} \cos \varphi_0 + E_{\perp} \sin \varphi_0 \\ &= \rho_{//} (\cos \varphi_0)^2 |\underline{J}| + \rho_{\perp} (\sin \varphi_0)^2 |\underline{J}| \end{aligned}$$

De anisotrope weerstand van een magnetisch materiaal met een uniforme magnetisatie is dus gelijk aan:

$$R = R_0 + \Delta R \cos^2 \varphi_0 \quad (3.1)$$

Hierbij geldt: $R_0 = R_{\perp}$
 $\Delta R = R_{//} - R_{\perp}$
 φ_0 : de hoek tussen de magnetisatie en de stroom



Afbeelding 3.1

Schematische weergave van de magnetisatie, de stroomdichtheid en de elektrische veldsterkte in een vlak.

3.2 Magnetische anisotropie

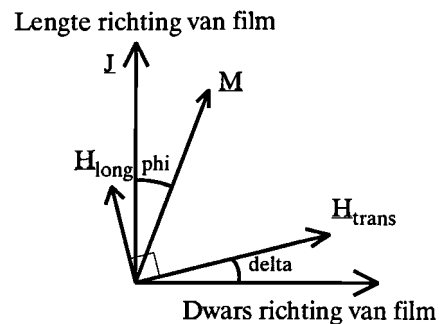
De potentiële energie van een systeem als functie van bv. magneetveld, plaats en tijd bepaalt het gedrag van het systeem. De kunst is nu om de correcte potentiële energie te vinden. Om dit te doen kan het micromagnetische systeem numeriek gesimuleerd worden⁽⁵⁾. Maar er wordt nu volstaan met een eenvoudig, algemeen model⁽⁶⁾ dat voldoende inzicht geeft maar zeker ook zijn beperkingen kent. Hierbij wordt de potentiële energie van het materiaal beschreven als functie van de hoek tussen een uniforme magnetisatie (\underline{M}) en de richting van de stroom door het sample (afbeelding 3.2).

Een ferro-magnetisch materiaal met een hexagonaal rooster heeft een harde of moeilijke magnetisatie as loodrecht op de makkelijke magnetisatie as. Voor een FCC rooster (zoals NiFe is) geldt in het 100-vlak dat de moeilijke as een hoek van 45° graden maakt ten opzichte van de makkelijke as. Stel dat de makkelijke as evenwijdig ligt aan de lengte richting van het sample. De potentiële energie als gevolg van het anisotroop zijn van NiFe kan hierdoor benaderd worden door $\sin^2(2\varphi)$, een term die een periode van 90° heeft met een minimum bij $\varphi=0$. Maar de gemeten substraten zijn gegroeid in een magneetveld waardoor de moeilijke as loodrecht ten opzichte van de makkelijke as komt te liggen. Dit kan met een extra term $\sin^2(\varphi)$ weergegeven worden. Gebleken is dat dit principe de uiteindelijke weerstand goed kan verklaren als de makkelijke as in de lengterichting van het sample ligt. Maar in het geval dat de makkelijke as loodrecht op de lengterichting ligt lukt dit minder goed. Hierom wordt van een meer algemene benadering uitgegaan die in beide situaties goede resultaten levert.

De potentiële energiedichtheid van een materiaal waarvan de makkelijke- en moeilijke as loodrecht op elkaar staan wordt als een reeksontwikkeling naar $\sin^2(\varphi-\theta)$ beschreven. De hoek θ geeft hierbij aan of de makkelijke magnetisatie as in de lengterichting van het sample ligt ($\theta=0^\circ$) of dwars op het sample ligt ($\theta=90^\circ$). Voor een hexadiagonaal rooster hoeft alleen de eerste term meegenomen te worden maar nu wordt ook gebruik gemaakt van de tweede term:

$$E_p(\varphi) = K_1 \sin^2(\varphi - \theta) - K_2 \sin^4(\varphi - \theta)$$

Hierbij zijn K_1 en K_2 de anisotropie constanten van het materiaal met de dimensie: J/m^3 . Als $K_1 > K_2$ geldt er: $K_2(1 - \sin^2\alpha) \sin^2\alpha + (K_1 - K_2) \sin^2\alpha = \frac{1}{4}K_2 \sin^2(2\alpha) + (K_1 - K_2) \sin^2\alpha$ ofwel de situatie die hiervoor beschreven is.



Afbeelding 3.2

Schematische weergave van de geometrie van het preparaat ten opzichte van de stroomdichtheid, de magnetisatie en het externe magneetveld

Wanneer nu op een één-domeins materiaal een magneetveld (\underline{H}) aangelegd wordt zal de verandering van de potentiële energiedichtheid gelijk zijn aan: $-\underline{M} \cdot \underline{B}$. Er kunnen twee velden aangelegd worden, namelijk een in de lengterichting van het sample: H_{long} en één die daar loodrecht op staat, in de dwarsrichting van het sample: H_{trans} . Aangezien het zo is dat deze velden niet exact gericht kunnen worden wordt nog een extra hoek δ ingevoerd die kleiner dan 2° is. De totale potentiële energiedichtheid wordt dan gelijk aan:

$$E_p(\varphi) = K_1 \sin^2(\varphi - \theta) - K_2 \sin^4(\varphi - \theta) - \mu_0 M_s (H_{trans} \sin(\varphi - \delta) + H_{long} \cos(\varphi - \delta))$$

Tot slot is er ook sprake van vorm anisotropie. De potentiële energie van de magnetisatie aan de randen van het sample zal voornamelijk bepaald worden door deze randen. Energetisch is het ongunstig als de magnetisatie uit het sample treedt. Hierdoor zal de magnetisatie aan de randen normaal gesproken evenwijdig aan de rand blijven liggen. Dit effect kan in de totale energiedichtheid benaderd worden door een demagnetisatie veld in te voeren ($H_{//}$) in de lengterichting van het sample. Dit betekent dat de magnetisatie in het sample de variabele is terwijl de magnetisatie aan de randen een uitwendig veld is. De uiteindelijke energie functie wordt dan:

$$E_p(\varphi) = K_1 \sin^2(\varphi - \theta) - K_2 \sin^4(\varphi - \theta) - \mu_0 M_s [H_{trans} \sin(\varphi - \delta) + H_{long} \cos(\varphi - \delta) + H_{//} \cos(\varphi)] \quad (3.2)$$

Hierbij is:

- φ : de hoek tussen de magnetisatie en de stroom in het sample [°]
- $E_p(\varphi)$: de potentiële energiedichtheid van het systeem [J/m³]
- K_1, K_2 : de anisotropie constanten van het kristalrooster [J/m³]
- θ : de hoek die de makkelijke magnetisatie-as ten opzichte van de lengterichting van het sample maakt [°]
- M_s : de grootte van de uniforme magnetisatie [A/m]
- H_{trans}, H_{long} : de extern aangelegde velden [A/m]
- δ : de hoek die het externe veld H_{long} ten opzichte van de lengterichting van het sample maakt [°]
- $H_{//}$: het demagnetisatie-veld [A/m]

3.3 Bepaling van de anisotrope magnetoweerstand

De anisotrope magnetoweerstand is gelijk aan:

$$R = R_0 + \Delta R \cos^2 \varphi_0$$

De evenwichtshoek φ_0 die de weerstand bepaalt is daar waar de potentiële energie minimaal is. De verandering van de energie als functie van de hoek is dan dus nul:

$$\begin{aligned} \left. \frac{dE_p(\varphi)}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_0} &= [2K_1 \sin(\varphi_0 - \theta) + 4K_2 \sin^3(\varphi_0 - \theta)] \cos(\varphi_0 - \theta) \\ &- \mu_0 M_s [H_{trans} \cos(\varphi_0 - \delta) - H_{long} \sin(\varphi_0 - \delta) - H_{//} \sin(\varphi_0)] \\ &= 0 \end{aligned} \quad (3.3)$$

De evenwichtshoek φ_0 kan slechts numeriek uit de vergelijking opgelost worden. Hierbij zijn de hoeken δ en θ min of meer bekend, en de aangelegde velden H_{trans} en H_{long} zijn ook bekend. Bovendien kan slechts de verhouding K_1/M_s en K_2/M_s bepaald worden omdat de totale vergelijking (3.3) nul is. Hierdoor zal $\mu_0 M_s$ voor NiFe op 1.08 Wb/m^2 ⁽⁶⁾ gesteld worden. Een weerstandscurve wordt dan (handmatig) met de parameters K_1 , K_2 , $H_{//}$, R_0 en ΔR gefit.

3.4 Bepaling van de variantie van de anisotrope magnetoweerstand⁽²⁾

Algemeen geldt voor de variantie van de weerstand als gevolg van de magnetische vrijheid van de hoek φ_0 :

$$\overline{dR^2(\varphi_0)} = \frac{\int_{-\pi}^{\pi} [R(\varphi) - R(\varphi_0)]^2 f(\varphi) d\varphi}{\int_{-\pi}^{\pi} f(\varphi) d\varphi}$$

Hierbij is $f(\varphi)$ de kansdichtheid van φ

Ook deze vergelijking moet benaderd worden:

- Voor de kansdichtheid van deze hoek wordt verondersteld dat deze gelijk is aan de Boltzmann-verdelingsfunctie.

De totale potentiële energie moet hierbij gebruikt worden. Het volume van het sample is gelijk aan Vol (in m^3). Als kT voldoende klein is kunnen nog een aantal vereenvoudigingen aangebracht worden omdat de kansdichtheid voor hoeken die wezenlijk van φ_0 verschillen toch nul is:

- De energiedichtheid $E_p(\varphi)$ wordt met behulp van een Taylor-reeks rond φ_0 benaderd. Hierbij worden de termen hoger dan de tweede orde verwaarloosd. Omdat de eerste afgeleide nul is, blijven dan twee termen over.
- De weerstand $R(\varphi)$ wordt ook rond φ_0 benaderd. Hierbij hoeft alleen de eerste afgeleide meegenomen te worden.
- De integraal grenzen worden naar $+\infty$ en $-\infty$ gebracht.

De vergelijking wordt dan (na deling van teller en noemer door de constante energie-term):

$$\overline{dR^2(\varphi_0)} \approx (R'(\varphi_0))^2 \frac{\int_{-\infty}^{\infty} (\varphi - \varphi_0)^2 e^{-\frac{Vol}{2kT} E_P''(\varphi_0) (\varphi - \varphi_0)^2} d\varphi}{\int_{-\infty}^{\infty} e^{-\frac{Vol}{2kT} E_P''(\varphi_0) (\varphi - \varphi_0)^2} d\varphi}$$

Voor de integraal geldt: $\int_0^{\infty} e^{-x^2} dx = \frac{\sqrt{\pi}}{2}$ en na partiële integratie kan het resultaat berekend worden.

De variantie van de weerstand als gevolg van de hoek van de magnetisatie wordt dan:

$$\overline{dR^2(\varphi_0)} \approx \frac{kT}{Vol} \frac{\left(\left. \frac{dR(\varphi)}{d\varphi} \right|_{\varphi=\varphi_0} \right)^2}{\left. \frac{d^2 E_P(\varphi)}{d\varphi^2} \right|_{\varphi=\varphi_0}} \quad (3.4)$$

3.5 Verband tussen variantie en ruis

Algemeen geldt dat de variantie van een weerstand gelijk is aan het totale oppervlak onder het ruisspectrum. Als nu verondersteld wordt dat de $1/f$ -ruis bij voor $f > f_{\max}$ abrupt overgaat in $1/f^2$ en voor frequenties kleiner dan f_{\min} constant is, kan de variantie als gevolg van de $1/f$ -ruis geschat worden bij een evenwichtshoek φ_0 :

$$\begin{aligned} \overline{dR^2(\varphi_0)} &= \frac{\alpha}{N} R^2(\varphi_0) \left(\int_0^{f_{\min}} \frac{1}{f_{\min}} df + \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} \frac{1}{f} df + \int_{f_{\max}}^{\infty} \frac{f_{\max}}{f^2} df \right) \\ &= \left[2 + \ln \left(\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \right) \right] \frac{\alpha}{N} R^2(\varphi_0) \end{aligned}$$

De α -parameter van de $1/f$ ruis is dus gelijk aan:

$$\alpha = \frac{N}{2 + \ln \left(\frac{f_{\max}}{f_{\min}} \right)} \frac{\overline{dR^2(\varphi_0)}}{R^2(\varphi_0)} \quad (3.4)$$

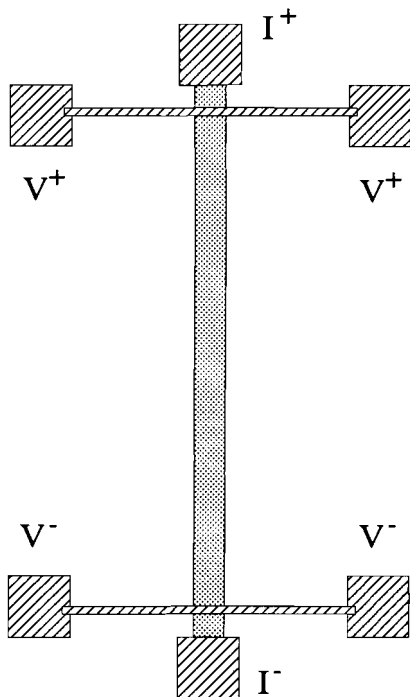
Aangezien de variantie berekend kan worden en α gemeten is kan een schatting gemaakt worden van de kantelfrequenties. Als de variantie dan op deze manier aan de $1/f$ -ruis gekoppeld kan worden blijkt $\ln(f_{\max}/f_{\min})$ van de orde grootte 10^4 tot 10^5 te zijn!! De waarde van f_{\max}/f_{\min} zelf wordt dan extreem.

4. PREPARATIE EN KARAKTERISATIE VAN DE FILMS

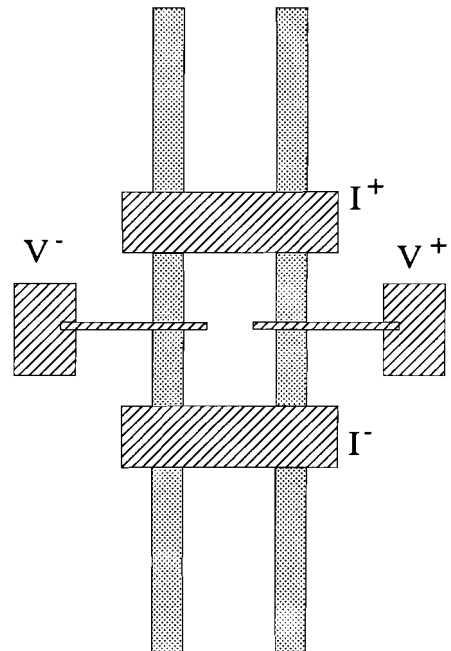
4.1 Groei en structurering van de films

De $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ films zijn via sputter depositie gegroeid op een Si (100) substraat in een groot magneetveld dat of evenwijdig of dwars op de lange as van het sample staat. Hierdoor krijgt de FCC structuur een moeilijke magnetisatie as die loodrecht op de makkelijke as staat in het (100) vlak. Deze makkelijke as heeft natuurlijk dezelfde richting als die van het magneetveld dat tijdens de groei gebruikt is.

Er zijn twee verschillende configuraties en de lengten hiervan kunnen per sample over een redelijk groot bereik gekozen worden. De breedten lopen van 2 tot 70 μm . De dikte is steeds $\pm 400\text{\AA}$. Twee structuren zijn hieronder afgebeeld. De contact-flappen zijn hierbij van goud vervaardigd met een dikte van $\pm 1/4 \mu\text{m}$. Bij sommige samples is bovendien nog een isolerende laag AlO_2 bovenop het sample gelegd om oxidatie te voorkomen (de contacten zijn wel vrijgelaten).



Afbelding 4.1
Lijn configuratie
(vereenvoudigd)



Afbelding 4.2
Brug configuratie

4.2 Weerstandsmetingen

Voor de weerstandsmetingen is gebruik gemaakt van vier Helmholtz spoelen die maximaal een magnetisch veld van 4×10^3 A/m kunnen genereren. Deze spoelen worden aangestuurd door een gestuurde spanningsbron de Kepco BOP36-12M die de noodzakelijke stroom (tot 5 ampère) genereert. De spanningsbron wordt gestuurd door een sinus functiegenerator (HP3325B) die normaal met een maximale frequentie van een $\frac{1}{2}$ mHz loopt. Dit signaal wordt ook nog met behulp van een vierde orde laagdoorlaat filter met een kantelfrequentie van $\pm \frac{1}{4}$ Hz gefilterd. Doordat de stroom alleen uit lage frequenties bestaat maakt het niet uit of de spoelen met een spanningsbron of stroombron aangestuurd worden. Om verdere fluctuaties in de stroom die het magneetveld genereert te voorkomen is in serie met de Helmholtz spoelen een variac geplaatst die door zijn grote zelfinductie (orde grootte van enige Henry) de grote stroom verder kan filteren.

Zowel de vier-punts als de twee-punts weerstand meting wordt uitgevoerd met behulp van een multimeter (HP3457A) die meet met behulp van een stroom van 1 mA. De relevante data (de grootte van de weerstand en het veld) wordt rechtstreeks door de computer uitgelezen.

Om magnetische velden van buitenaf te vermijden zijn de spoelen in een mu-metalen kast geplaatst die voor een magnetische isolatie zorgt.

4.3 Ruismetingen

Om de ruis te meten is dezelfde opstelling gebruikt als voor de weerstandsmetingen. De ruis van het sample wordt nu bepaald met behulp van de kruis-correlatie techniek, een functie die in de gebruikte spectrum analyser (HP3562A) aanwezig is.

Om spanningsruis op het sample te genereren is een constante stroombron noodzakelijk. Deze stroombron bestaat uit een batterij (12V) waarmee een grote weerstand (ten opzichte van het sample) in serie staat. De ruis in de stroom, die voornamelijk het gevolg is van deze grote weerstand, zal over een sample in de lijn configuratie maar een relatief kleine hoeveelheid spanning-ruis genereren door het grote verschil in weerstandswaarde (minstens 20x). Want, in feite is de meest elementaire vorm van een signaal-verzakker gerealiseerd. De brug configuratie wordt in de volgende paragraaf verder uitgewerkt. Afhankelijk van de gewenste stroom zijn er verschillende voorschakelweerstandens aanwezig.

De spanningsruis wordt door twee batterij gevoede ruis-arme versterkers in parallel ruwweg een factor 1000 versterkt waarna de twee signalen parallel aan de spectrum analyser toegevoerd worden. Van zowel de eerste ingang (signaal x) als de tweede ingang (signaal y) wordt met behulp van een FFT het spectrum bepaald (F_x en F_y) waarna de spectrale vermogensdichtheid van het signaal gelijk gesteld wordt aan:

$$S_{xy}(f) = F_x(f) F_y^*(f) \quad (4.5)$$

Een aantal van deze spectra worden dan gemiddeld waardoor ongecorreleerde ruis in F_x ten opzichte van F_y (en omgekeerd) wegvalt. De spectrum analyser kent bovendien nog de 'coherence' functie die een maat is voor de hoeveelheid ruis die rechtstreeks van het sample afkomt ten opzicht van de totale hoeveelheid gemeten ruis:

$$\gamma^2(f) = \frac{S_{yx}(f) S_{xy}^*(f)}{S_{xx}(f) S_{yy}(f)} \quad (4.6)$$

Als de gemeten hoeveelheid ruis voor 50% bestaat uit ruis van het sample wordt γ^2 gelijk aan 0.25. Voor goede ruismetingen wordt een minimum waarde van $\gamma^2=0.1$ aangehouden. Maar voor deze samples blijkt bij magneetvelden waar de 1/f-ruis relatief groot is, de coherence-factor vrijwel gelijk aan 1 te zijn in het frequentiegebied waar 1/f-ruis zichtbaar is zodat de ruis-metingen in dit gebied zeer betrouwbaar zijn. Bij magneetvelden waar de 1/f-ruis minimaal is daalt de coherence-factor tot ruwweg 0.1.

Er is een computer-programma gemaakt dat de spectrum analyser naar wens instelt, de gemeten spectra in een file opslaat en het magneetveld stuurt. Het aantal metingen per magneetveld, de stapgrootte tussen twee opeenvolgende magneetvelden en het maximaal te meten magneetveld is instelbaar. Dit bereik in magneetveld wordt dan periodiek doorlopen.

Het spectrum wordt consequent van 1Hz tot 100kHz logaritmisch gemeten door de spectrum analyzer en vijf keer gemiddeld, dit kost ruwweg zes minuten per meting. Normaal worden er per magneetveld drie metingen uitgevoerd en wordt er om de 80 A/m gemeten tot 4 kA/m. Per periode duurt zo een meting dan 2 dagen (3x6min x 4x40 metingen). Deze tijdschaal levert geen problemen op voor de batterij die het sample van stroom voorziet. Het duurt namelijk enkele maanden voordat deze leeggelopen is.

Per decade geeft de spectrum analyser 80 (logaritmisch) gelijkmatig verdeelde meetresultaten. Het computer-programma kent de versterker-karakteristieken zodat het binnengehaalde spectrum automatisch gedeeld wordt door de juiste versterking voor elke frequentie.

Met behulp van een fit-programma, dat in bijlage A besproken wordt, worden dan achteraf de parameters van elk spectrum bepaald. Hierbij wordt ook de helling van de 1/f-ruis als variabele gezien. Om de α -parameter van de 1/f-ruis te kunnen bepalen is het noodzakelijk om het aantal ladingsdragers in het sample te kennen. Deze wordt voor $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ op $5 \cdot 10^{28}$ per m^3 gesteld.

4.3.1 Meetbaarheid van 1/f ruis:

Aangezien een weerstand altijd thermische ruis bevat wordt de zichtbaarheid van 1/f-ruis in een spectrum in ieder geval beperkt door het niveau van de 4kTR-ruis. De karakteristieke frequentie waarbij het vermogen van de 1/f-ruis gelijk aan dat van de 4kTR-ruis wordt, wordt nu f_0 genoemd. Vergelijkingen (2.2) en (2.1) zijn dan aan elkaar gelijk:

$$\frac{\alpha}{f_0 N} V^2 = 4 k T R$$

$$\Leftrightarrow \frac{\alpha}{f_0 n A L} \left(J A \cdot \rho \frac{L}{A} \right)^2 = 4 k T \rho \frac{L}{A}$$

$$\Leftrightarrow f_0 = \alpha \frac{\rho}{4 k T n} J^2$$

hierbij zijn:

- ρ : de resistiviteit van het materiaal [$\Omega \text{ cm}$]
- J : de stroomdichtheid door het sample [A/cm^2]
- n : het aantal ladingsdragers per volume eenheid in het sample [$1/\text{cm}^3$]
- L : de lengte van het sample [cm]
- A : de oppervlakte van de dwarsdoorsnede van het sample [cm^2]

Dit geeft dus aan dat de karakteristieke frequentie f_0 voor van een bepaald materiaal bij een constante stroomdichtheid onafhankelijk is van het volume en de vorm van het materiaal! Dit onder de voorwaarde dat Hooge-formule voor elk volume geldig is en dat de warmte huishouding zodanig is dat de temperatuur van het sample niet teveel verhoogd wordt.

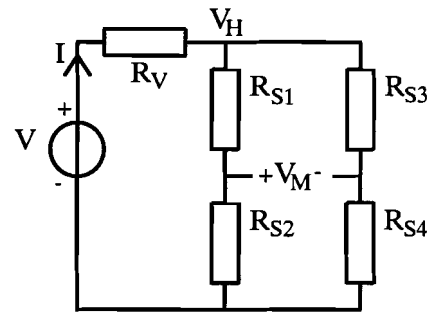
Een rekenvoorbeeld (bv. Cu):

$$\left. \begin{array}{l} \rho = 1.6 \mu \Omega \text{ cm} \\ T = 293 \text{ K} \\ n = 10^{23} / \text{cm}^3 \\ J = 10^6 \text{ A/cm}^2 \end{array} \right\} \Rightarrow f_0 \approx \alpha \text{ kHz}$$

En aangezien α vaak van de orde 10^{-3} is, zal f_0 normaal vrij klein zijn.

4.4 Meten via een brug

Een gedeelte van de samples is als een brug uitgevoerd. Schematisch is dit in afbeelding 4.3 weergegeven. Hierbij is de spanningsbron V de voeding en de weerstand R_V de voorschakelweerstand die de grootte van de stroom bepaald. Het sample is nu in vier identieke weerstanden opgedeeld, R_{S1} t/m R_{S4} . En de ruis wordt hier via de spanningsklem V_M gemeten. Aangezien via een kruis-correlatie gemeten wordt gaan er vanaf deze spanningsklemmen 2×2 draden naar de versterker.



Afbeelding 4.3

Schematische voorstelling van een brugmeting. Hierbij zijn de deelweerstand R_S onderdelen van het sample en is de weerstand R_V een voorschakelweerstand.

Deze brug is ongevoelig voor drift in de spanning van de bron (V) en tevens is de brug ongevoelig voor drift (bv. door een temperatuursverloop) van de weerstand R_V als geldt dat:

$$R_{S2}/(R_{S1}+R_{S2})=R_{S4}/(R_{S3}+R_{S4})$$

ofwel als de spanningsdeling van het punt V_H naar $+V_M$ gelijk is aan die naar $-V_M$.

Tevens is de brug ongevoelig voor invloeden van buitenaf (zoals temperatuur of magneetveld) die een relatief gelijke weerstandsverandering van R_{S1} en R_{S3} ten opzichte van respectievelijk R_{S2} en R_{S4} teweeg brengt.

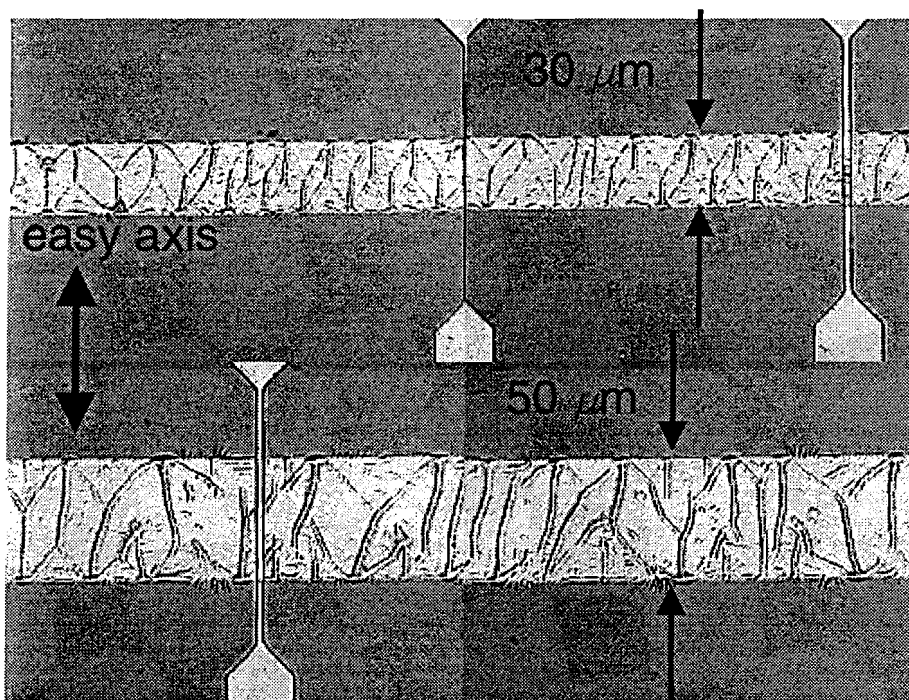
Ofwel, als R_{S1} t/m R_{S4} (gemiddeld) gelijk zijn aan elkaar is de enige spanning die gemeten wordt, de AC spanning als gevolg van een weerstandsverandering die ongecorrleerd is met de eventuele veranderingen in de andere deelweerstand R_S !

De gebruikte brug-samples (afbeelding 4.2) zijn zodanig geconstrueerd dat de vier deelweerstand gelijk zijn aan elkaar. De gemeten spannings ruis op de contact punten is dan evenredig met: $(\frac{1}{2}IR)^2$, waarbij I de stroom door de bron en voorschakelweerstand R_V is, en R de weerstandswaarde van een van de deelweerstand van het sample (ofwel de gemeten weerstand tussen de klemmen van V_M)

4.5 Visualizatie van domeinen

Met behulp van een Bitter-vloeistof, een vloeistof die ferro-magnetische korrels bevat die vele malen kleiner zijn dan de afmetingen van de structuur die men wil meten, kunnen domeinen zichtbaar gemaakt worden. Afbeelding 4.4 geeft een typisch resultaat voor de samples met een breedte van $30\mu\text{m}$ en $50\mu\text{m}$ waarvan de makkelijke as loodrecht op de lengterichting van het sample. Voor de $50\mu\text{m}$ en $70\mu\text{m}$ samples blijkt welenswaar een domeinstructuur aanwezig te zijn maar deze heeft geen regelmatig patroon. De samples met een breedte kleiner dan $30\mu\text{m}$ bleken één-domeins te zijn ondanks het feit dat de makkelijke as loodrecht op de lengterichting staat. Hierom zijn in dit verslag alleen de $30\mu\text{m}$ structuren verwerkt. Als de makkelijke magnetisatie as evenwijdig aan de lengterichting staat zijn alle structuren één-domeins.

Het probleem met de $30\mu\text{m}$ brede samples is dat deze situatie geldt als er geen uitwendig veld is. Wat er gebeurt als er een uitwendig veld aangelegd wordt, is niet bekend omdat het met de gebruikte meetopstelling niet mogelijk was om een gecontroleerd extern veld aan te leggen. Door een magneetje bij het sample in de buurt te brengen kon wel waargenomen worden dat de domeinen gaan bewegen en weer terugvallen in deze evenwichtssituatie als het veld verwijderd wordt, maar dit is geen gecontroleerd veld qua richting en amplitude.



Afbeelding 4.4

Typische domeinpatronen voor een $30\mu\text{m}$ breed sample en een $50\mu\text{m}$ breed sample als de makkelijke magnetisatie as loodrecht op de lengterichting van het sample staat. Er is duidelijk te zien dat het $30\mu\text{m}$ brede sample een regelmatig domeinpatroon heeft terwijl het sample met een breedte van $50\mu\text{m}$ een onregelmatig patroon heeft.

5. MEETRESULTATEN

Er is gemeten aan samples waarvan de makkelijke magnetisatie as of loodrecht op- of evenwijdig aan de lengterichting van het sample staat. Van deze samples is steeds zowel de weerstand als de ruis als functie van het transversale veld bepaald. Ook is een enkele keer ditzelfde voor een longitudinaal veld bepaald maar hieraan kan maar weinig waarde gehecht worden omdat de magnetisatie hierbij altijd in de lengterichting van het sample ligt, behalve rond de nul-doorgang waar er even sprake is van een draaiing van de magnetisatie waarna deze abrupt omklapt.

Bij het meten als functie van het transversale veld wordt vaak een longitudinaal biasing veld aangelegd. Dit veld is vooral van belang om ervoor te zorgen dat de magnetisatie aan de randen van het sample overall dezelfde richting uitwijst. Dit gebeurt door eerst in de lengterichting van het sample een groot magneetveld aan te leggen, waarna dit veld tot zijn gewenste waarde teruggebracht wordt. Het transversale veld wordt dan een aantal perioden van tussen positieve en negatieve velden gevarieerd om ervoor te zorgen dat de magnetisatie in het midden van het sample zo goed mogelijk zijn evenwichtswaarde weer hervindt.

Deze voorzorgsmaatregelen zijn nodig om de magnetisatie te kunnen controleren, anders kan het verloop ervan per periode verschillen (dit is dan duidelijk aan de weerstandscurve te zien), zodat er eigenlijk nauwelijks een verband bestaat tussen de weerstandscurve en de ruis-curve (die na elkaar gemeten worden). Het nadeel is dat de foto's die van de domeinstructuur gemaakt zijn veel van hun waarde verliezen, omdat ze gemaakt zijn in een gedemagnetiseerde toestand, bij veld nul. Om dit op te heffen wordt er een opstelling gebouwd waarbij domein foto's gemaakt kunnen worden in een gecontroleerd magneetveld.

Bovendien is steeds de ruis als functie van de stroom door het sample bepaald. Deze bleek in alle gevallen lineair met het kwadraat van de stroom. De gebruikte stroomdichtheid ligt voor ruismetingen als functie van het veld steeds tussen de $1 \cdot 10^5$ en $6 \cdot 10^5$ A/cm². Dit kan niet voorkomen dat de meeste (ruwweg 3/4 of meer) van de spectra onbruikbaar zijn doordat er tijdens de meting een stoorsignaal optrad. Erg veel tijd is besteed aan het zoeken naar de oorzaak van dit probleem maar een echte oplossing is nooit gevonden. Het lijkt erop dat het een aarding-probleem is omdat het veel verschil maakt of bv. de versterkers geaard worden of niet. Maar voor een volgend sample kan het noodzakelijk zijn om net de omgekeerde configuratie te gebruiken! Zo zijn er 5 tot 10 verschillende bedradingsconfiguraties mogelijk die voor elk sample opnieuw een voor een uitgeprobeerd moeten worden.

Er zijn gedurende de meting van de samples, die besproken zullen worden, slechts incidenteel Lorentzianen aangetroffen maar deze hadden nooit enig verband met het aangelegde veld. De helling van de 1/f-ruis was vrijwel altijd gelijk aan 1.1 ± 0.4 en er is geen verband gezien tussen de helling en het vermogen van de 1/f ruis. Bij elke bepaalde α -parameter is ook de effectieve fout bepaald op grond van het gemeten spectrum. Deze foutenbalk is in de grafieken gegeven en blijkt vrijwel altijd erg klein te zijn.

5.1 De makkelijke as ligt in de lengterichting van het sample.

Dit is de situatie waarbij de structuur één-domeins is en de magnetisatie roteert als ze uit het vlak getrokken wordt. Met name deze situatie kan goed met de theorie van hoofdstuk 3 beschreven worden.

Sample I

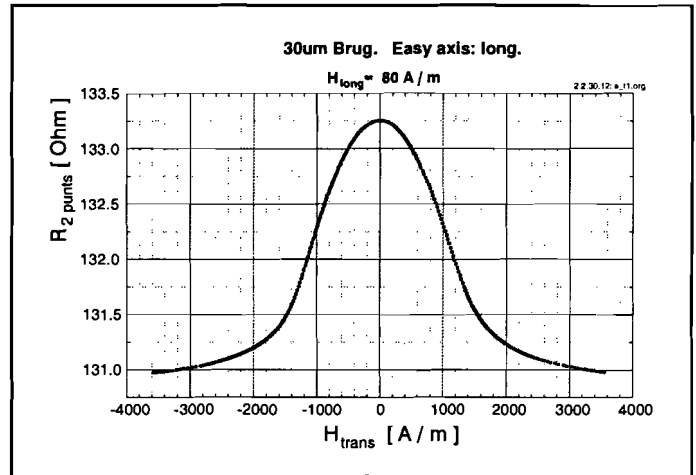
Dit sample is een brug-structuur waarvan de afmetingen zijn:

(4x) $360\mu\text{m} \times 30\mu\text{m} \times 40\text{nm}$. De resistiviteit is $44 \mu\Omega\text{cm}$.

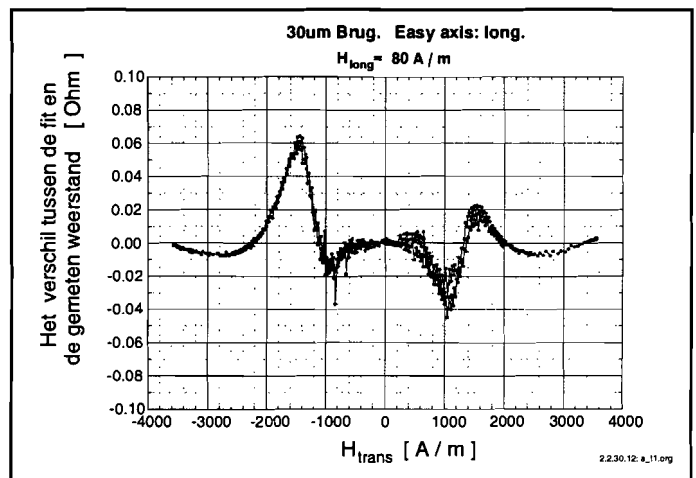
Tijdens de eerste meting is het sample in de lengterichting met een veld van 80 A/m gemagnetiseerd om de magnetisatie in een halfvlak te kunnen draaien. De weerstandscurve (afbeelding 5.1A) en de $1/f$ ruis (afbeelding 5.1C) van het sample zijn als functie van het transversale veld gemeten. Voor de ruis is een gemiddelde stroomdichtheid van $3.8 \cdot 10^5 \text{ A/cm}^2$ per weerstandstak gebruikt.

Met behulp van de theorie van hoofdstuk 3 is allereerst de weerstandscurve (handmatig) gefit. Het bleek mogelijk om de theoretische curve vrijwel bovenop de gemeten weerstandscurve te leggen. In afbeelding 5.1B is het verschil weergegeven. Hieruit blijkt dat het met een relatief eenvoudig model mogelijk is om het weerstandsverloop te verklaren.

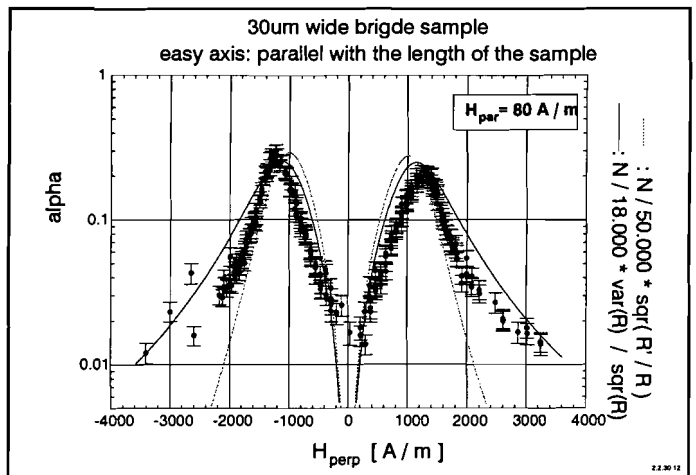
Met de verkregen parameters is de relatieve variantie van de weerstand bepaald en is deze in afbeelding 5.1C via vergelijking (3.5) vergeleken met de α -parameter van de $1/f$ ruis. Omdat de variantie voor een gedeelte door de afgeleide van de weerstandscurve bepaald wordt (zie vergelijking 3.4) is deze ook gegeven.



Afbeelding 5.1A De gemeten magneto-weerstandscurve



Afbeelding 5.1B Het verschil tussen de fit en de gemeten weerstand.

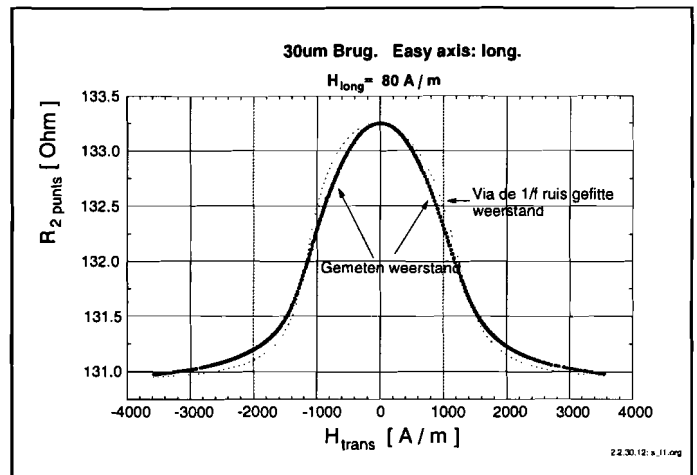


Afbeelding 5.1C De gemeten $1/f$ ruis vergeleken met de afgeleide van de weerstand en de berekende variantie

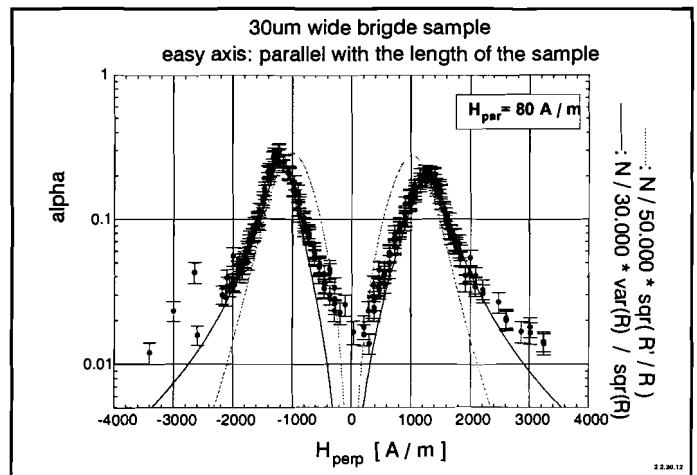
Hieruit blijkt dat de variantie van de weerstand goed maar niet exact overeenkomt met het vermogen van de $1/f$ ruis. Om te controleren of het verschil tussen de α -parameter en de variantie een gevolg is van het feit dat de fit-parameters niet exact bepaald zijn, of dat het fit-model zijn beperkingen toont, is ook een omgekeerde procedure gevolgd.

De fit-parameters zijn nu zodanig bepaald dat de variantie zo goed mogelijk overeenkomt met de α -parameter (afbeelding 5.1E). Zoals uit afbeelding 5.1D blijkt klopt de gefitte weerstandscurve nu minder goed dan voorheen. Het model is goed genoeg om een kwalitatief beeld te geven maar kan niet beide curves goed modelleren.

Een rede hiervoor kan zijn dat de weerstandcurve en de ruis niet tegelijkertijd gemeten zijn. Ook is de tijdsduur van de metingen niet gelijk. Het kost ongeveer 15 minuten om een hele periode van de weerstandscurve te meten en ongeveer twee dagen voor de ruis. Doordat met name de magneetspoelen, maar ook de omgeving gedurende deze tijd voor temperatuursvariaties zorgen, kan dit een reden zijn dat de twee curves minder goed bij elkaar horen als verondersteld.



Afbeelding 5.1D De berekende weerstandscurve vergeleken met de gemeten curve als de variantie gefit is aan de $1/f$ ruis parameter.



Afbeelding 5.1E De variantie is nu aangepast aan de α -parameter.

Zowel uit afb. 5.1C als uit 5.1E blijkt dat voor zowel kleine als grote velden het model de ruis niet volgt. In beide gevallen kan dat verklaard worden door een magnetisatie die niet geheel uniform is in het sample. De parameters die bij de twee fit's verkregen zijn, zijn:

	K_1 [J/m ³]	K_2 [J/m ³]	$H_{//}$ [A/m]	θ [°]	δ [°]	R_0 [Ω]	ΔR [Ω]
Weerstandsfite:	6.67	1.44	6.1	0	-0.3	130.9	2.35
ruis-fite:	10.3	3.6	5	2.2	0	130.9	2.35

Duidelijk is dat de fit-parameters wezenlijk verschillen. Het magnetoweerstand percentage bedraagt op grond van deze parameters, 1.8%. De weerstandparameters zijn in gelijk gebleven omdat deze niet wezenlijk bijdragen tot de fit van de ruis (slechts een factor).

Van ditzelfde sample is ook de ruis en weerstandcurve gemeten bij een longitudinaal veld van 0.64 kA/m. Hierbij ligt het voor de hand dat de magnetisatie minder makkelijk uit de lengterichting van het sample getrokken kan worden.

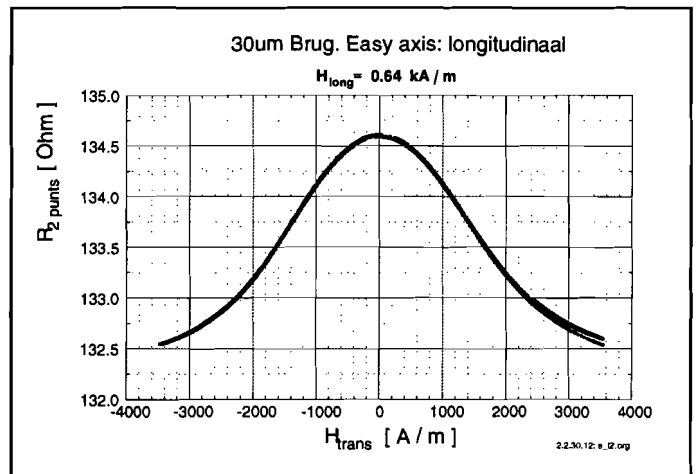
De gemeten weerstandcurve is in afbeelding 5.2A weergegeven en de α -factor van de 1/f-ruis is in afbeelding 5.2C afgebeeld. Om de ruis te meten is hierbij een stroomdichtheid van $5 \cdot 10^5$ A/cm² per weerstandstak gebruikt. Duidelijk is te zien dat de ruis gedaald is ten opzichte van de situatie die in afbeelding 5.1C gegeven is.

Wederom is met behulp van een fit de weerstandcurve benaderd. Afbeelding 5.2B geeft het verschil tussen de fit en de gemeten waarden. Hier is goed te zien dat de weerstand gedurende de meting iets gestegen is doordat de temperatuur van het sample toenam. Temperatuurvariaties zijn nauwelijks te voorkomen zonder koeling van het sample omdat de stroom door de wikkelingen afwisselend klein en groot is, waardoor de warmte-toevoer varieert.

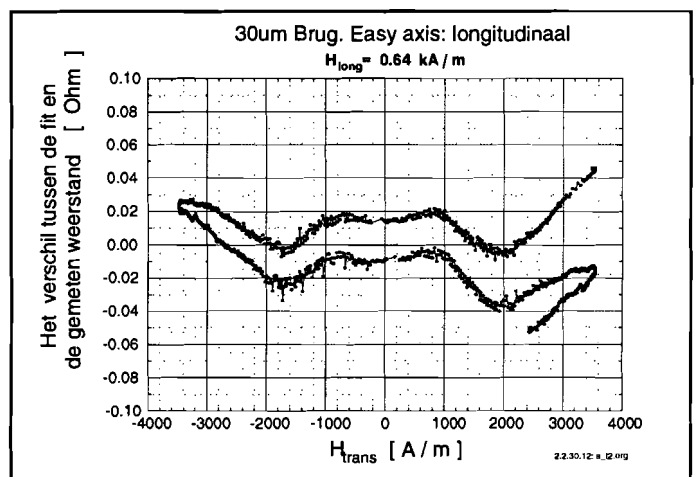
De bepaling van de relatieve variantie met behulp van deze fit (die ook in afbeelding 5.2C gegeven is) blijkt nu (op een factor na) beter met de α -parameters overeen te komen. De afgeleide van de weerstand klopt minder goed.

De bepaalde fit-parameters zijn:
 $K_1 = 6.67 \text{ J/m}^3$ en $K_2 = 1.43 \text{ J/m}^3$
 $H_{||} = 6.7 \text{ A/m}$
 $\delta = -0.5^\circ$ en $\theta = 0^\circ$
 $R_0 = 132.25 \text{ } \Omega$ en $\Delta R = 2.35 \text{ } \Omega$
 $\Delta R/R_0 = 1.8\%$

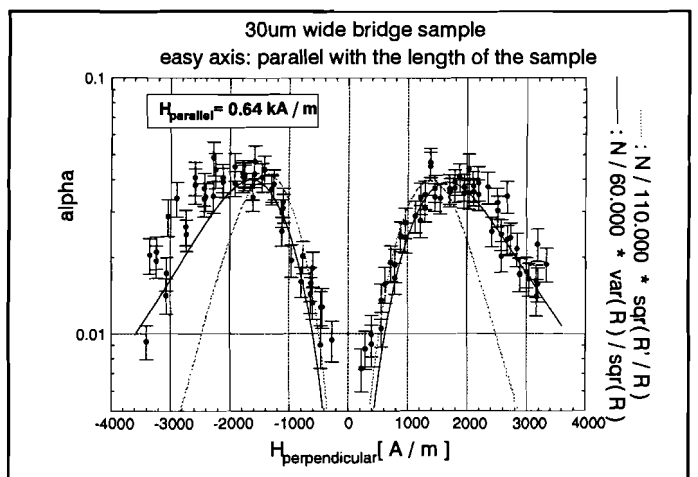
Deze parameters blijken (op R_0 na) goed overeen te komen.



Afbeelding 5.2A De magneto-weerstandcurve.



Afbeelding 5.2B Aan dit het verschil is duidelijk is te zien dat de weerstand drift.



Afbeelding 5.2C De 1/f ruis parameter, de variantie en de afgeleide zijn tegen elkaar uitgezet.

Sample II

Ook dit sample is een brug-structuur met vrijwel dezelfde afmetingen als sample I: (4x) $360\mu\text{m} \times 30\mu\text{m} \times 35\text{nm}$. De resistiviteit bedraagt hier $32 \mu\Omega\text{cm}$.

Ook dit sample is in de lengterichting met een veld van 80 A/m gemagnetiseerd. De weerstandscurve (afbeelding 5.3A) en de $1/f$ ruis (afbeelding 5.3C) van het sample zijn als functie van het transversale veld gemeten. Voor de ruis is een gemiddelde stroomdichtheid van $6.1 \times 10^5 \text{ A/cm}^2$ per weerstands-tak gebruikt.

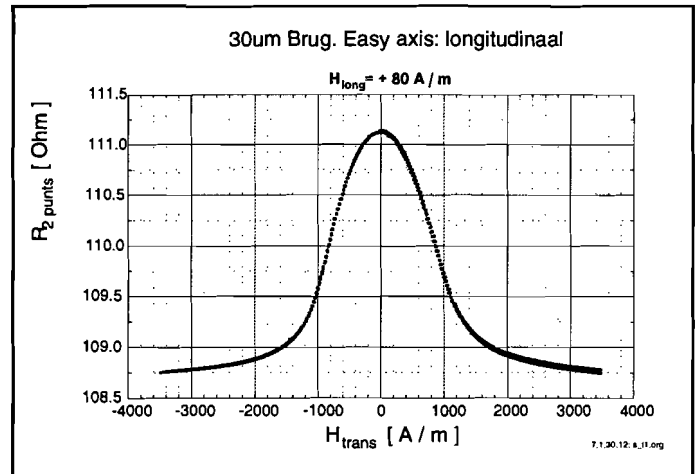
De weerstandscurve is wederom gefit. Ook hier was het mogelijk om de theoretische curve vrijwel bovenop de gemeten weerstandscurve te leggen. In afbeelding 5.3B is het verschil tussen de twee weergegeven.

De relatieve variantie van de weerstand is ook in afbeelding 5.1C afgebeeld en kan goed vergeleken worden met de α -parameter van de $1/f$ ruis.

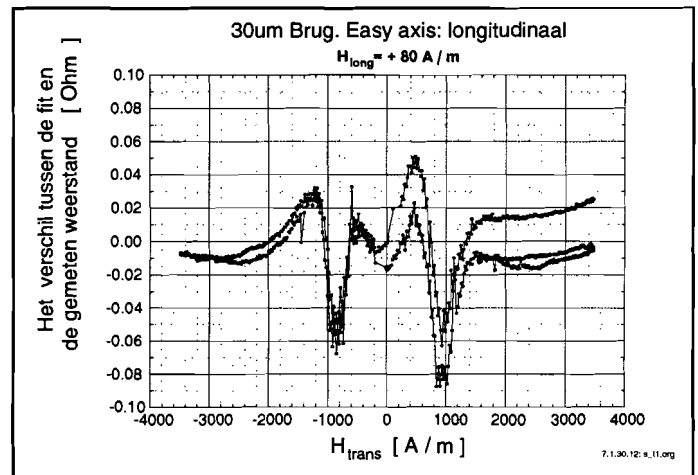
De topwaarde van de $1/f$ -ruis parameter α , blijkt in dit sample ongeveer een factor 2 lager te liggen dan bij sample I. Maar dit geldt niet bij $H_{\text{trans}}=0 \text{ A/m}$.

De bepaalde fit-parameters zijn:
 $K_1 = 4.9 \text{ J/m}^3$ en $K_2 = 2.2 \text{ J/m}^3$,
 $H_{\parallel} = 6.3 \text{ A/m}$,
 $\delta = -1^\circ$ en $\theta = 0^\circ$,
 $R_0 = 108.69 \Omega$ en $\Delta R = 2.43 \Omega$.

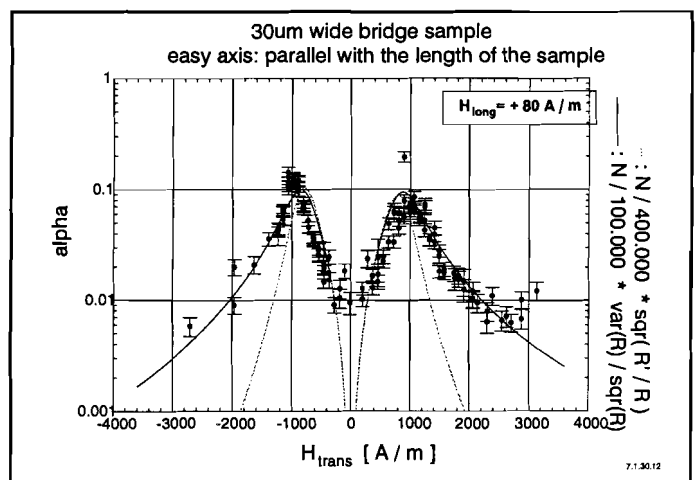
Deze parameters zijn van de zelfde orde grootte als die van sample I. De anisotrope magnetoweerstand bedraagt op grond van deze parameters 2.2%



Afbeelding 5.3A De magneto-weerstandscurve



Afbeelding 5.3B



Afbeelding 5.3C De ruis, de variantie en de afgeleide van de weerstand zijn tegen elkaar uitgezet.

5.2 De makkelijke as ligt dwars op de lengterichting van het sample.

Dit is de situatie waarbij domeinvorming kan plaatsvinden doordat de magnetisatie in het midden van het sample een voorkeursrichting heeft in de richting van de makkelijke as terwijl het omgekeerde geldt voor de magnetisatie aan de randen van het sample.

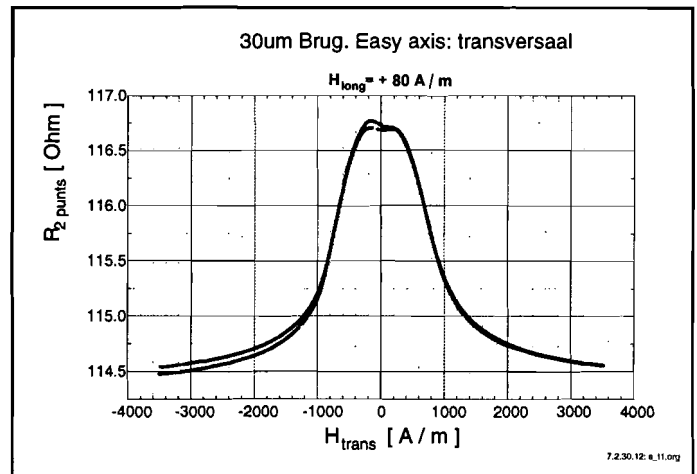
Sample III

Dit sample komt van dezelfde plak als sample II, het is wel 90° gedraaid. Hier is sprake van een brugstructuur met de afmetingen:

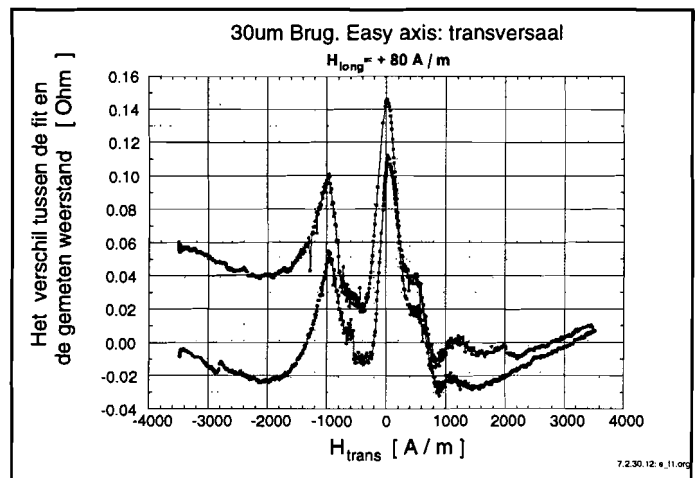
(4x) $360\mu\text{m} \times 30\mu\text{m} \times 35\text{nm}$. De resistiviteit is $34 \mu\Omega\text{cm}$

Ook hier is een klein longitudinaal veld aangebracht om de magnetisatie beter te controleren. Hoewel het effect klein is, is in afbeelding 5.4A duidelijk te zien dat de weerstand rond veld nul afwijkt van de parabool die in afbeeldingen 5.1A t/m 5.3A te zien is. Dit is het gevolg van het feit dat de magnetisatie niet meer netjes meedraait maar zowel een voor- als een na-ijlend effect vertoont en dus opgedeeld is.

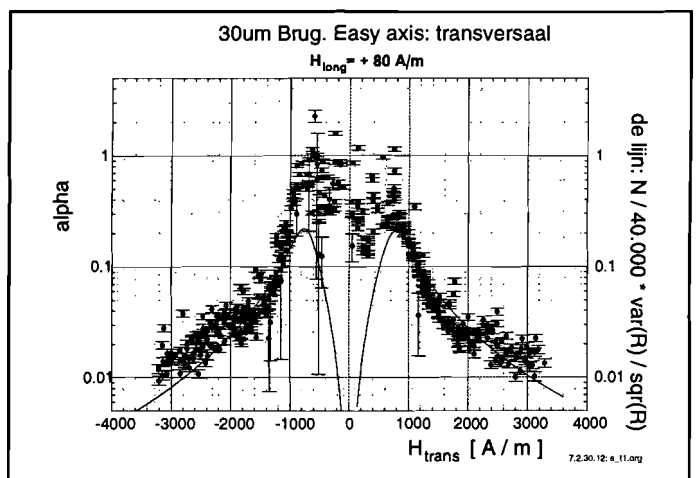
Het bleek rond veld nul ook niet mogelijk om de weerstand de fitten wat in afbeelding 5.4B te zien is. De ruis is in dit gebied ook zeer hoog in vergelijking met de samples waarvan de makkelijke as in de lengterichting van het sample staat. Doordat de magnetisatie nu helemaal niet meer uniform is, is het aannemelijk dat de $1/f$ ruis lokaal groot kan zijn.



Afbeelding 5.4A De magneto-weerstandcurve. Er zit een klein verschil tussen stijgend magneetveld ten opzichte van een dalend magneetveld.



Afbeelding 5.4B



Afbeelding 5.4C De $1/f$ ruis parameter bevat nu een veel grotere spreading.

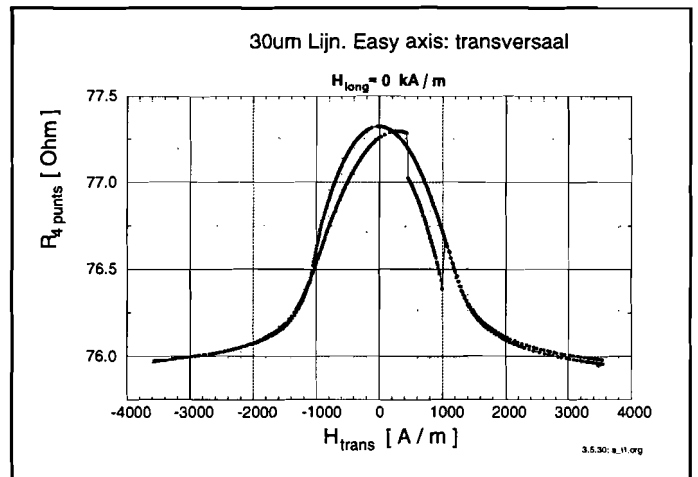
Sample IV

Dit sample heeft een lijnstructuur met de afmetingen: $225\mu\text{m} \times 30\mu\text{m} \times 40\text{nm}$. De resistiviteit bedraagt voor dit sample: $41\mu\Omega\text{cm}$. Tijdens deze meting is geen longitudinaal veld aangebracht waardoor er meer kans is op domeinen.

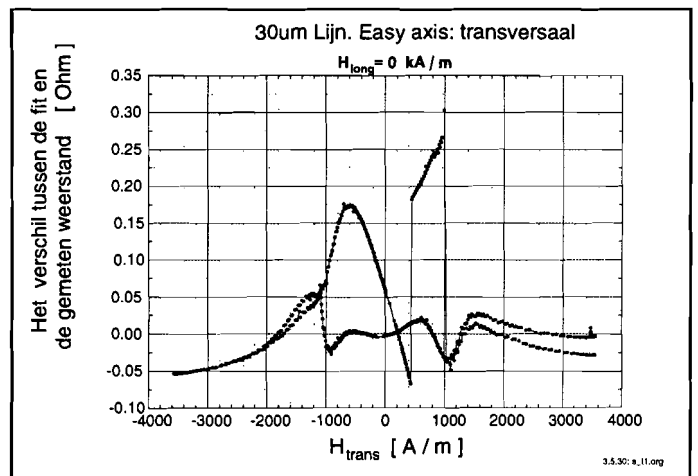
Zoals aan de weerstandscurve (afbeelding 5.5A) te zien is aan de sprongen als het veld stijgt, zijn hier domeinen aanwezig. De eerste sprong (net na nul) is waarschijnlijk het gevolg van een gebied waarbinnen de magnetisatie bv. eerst in de lengterichting van het sample stond, waarna de magnetisatie van dit gehele gebied door het verplaatsen van een domein in de richting van het aangelegde transversale veld ging staan. Bij de tweede sprong kan het tegenovergestelde gebeurd zijn. De magnetisatie stond 180° ten opzichte van het magneetveld waarna deze in de lengterichting van het sample gesprongen is. De overige veranderingen van de magnetisatie kunnen een gevolg zijn van magnetisatie draaiingen of van geleidelijke verplaatsing van domeinen.

De fit van de weerstand is nu geconcentreerd op het parabolische deel van de weerstandscurve, zodat deze informatie beperkt is. Aan de gemeten $1/f$ -ruis van afbeelding 5.5C is te zien dat deze berekende varantie inderdaad maar matig klopt.

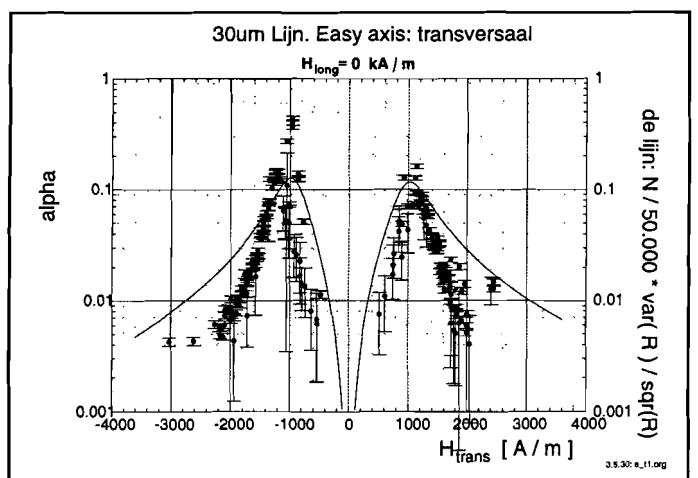
De ruis blijkt zeer sterk gepiekt te zijn, terwijl het voor kleine velden eigenlijk niet mogelijk was om een goede meting van de $1/f$ -ruis te doen. De problemen bij kleine velden liggen waarschijnlijk in het feit dat de magnetisatie in dit gebied onstabiel is waardoor ruismetingen nauwelijks mogelijk bleken te zijn.



Afbeelding 5.5A De gemeten magneto-weerstandscurve



Afbeelding 5.5B



Afbeelding 5.5C De ruis als functie van het magneetveld

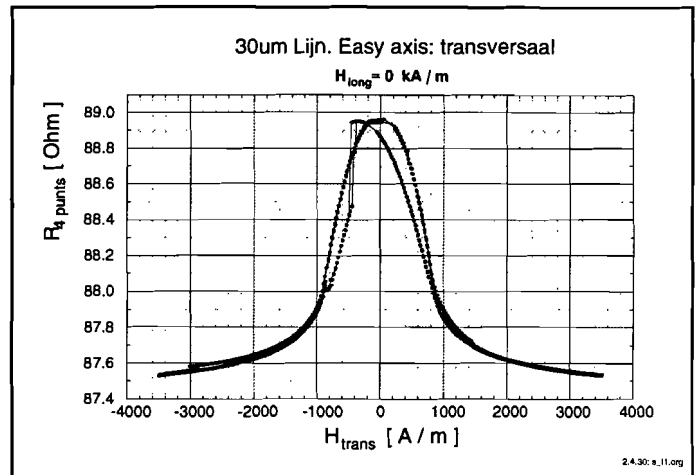
Sample V

Tot slot nog een voorbeeld van een sample waarbij het wel mogelijk was om bij kleine transversale velden te meten zonder een aangelegd longitudinaal veld. Ook dit is een lijn-sample met dezelfde afmetingen als die van sample IV.

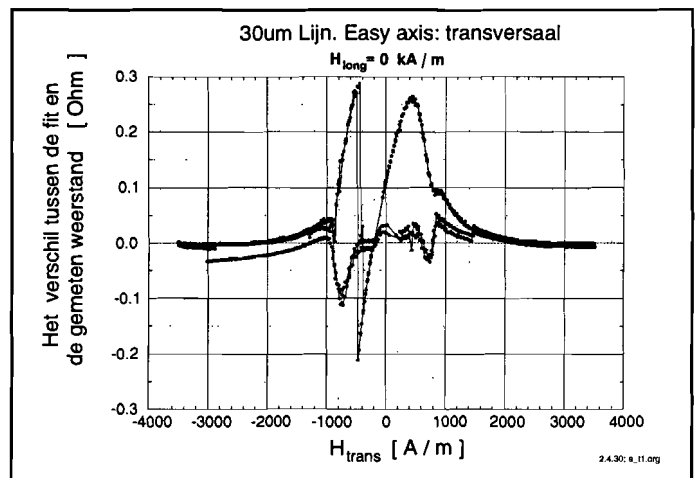
Ook hier blijkt er uit de sprongen in de weerstandscurve dat er domeinen aanwezig zijn.

De ruis vertoont hier een nog sterker gepiekt gedrag wat het gevolg zou kunnen zijn van een magnetisatie die goed bepaald is (de gemiddelde richting is constant) maar waarvan de variantie relatief groot is.

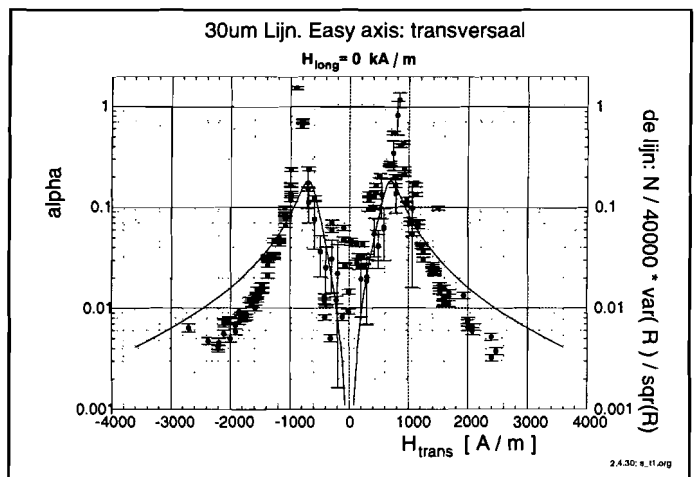
Dit in tegenstelling tot de ruis tussen de pieken. Hier is de ruis relatief laag maar heeft ook een grote spreiding in meetwaarden. Dit is het gevolg van een magnetisatie die instabiel is waardoor de spreiding in $1/f$ -ruis vermogen groot wordt. Maar omdat de variantie van de magnetisatie waarschijnlijk klein is (een 'diepe energie-put'), is het gemiddelde vermogen van de $1/f$ -ruis ook klein.



Afbeelding 5.6A De gemeten weerstandscurve vertoont duidelijk hysteresis.



Afbeelding 5.6B



Afbeelding 5.6C Het gemeten $1/f$ ruis vermogen kent een grote spreiding bij kleine magneetvelden.

Domein-wand beweging is bij uitstek de oorzaak van een instabiele magnetisatie zodat deze waarschijnlijk de spreiding in de grootte van α veroorzaakt. Bovendien zorgt een domein-structuur waarschijnlijk voor grote veranderingen van het energie-landschap (in de tijd) zodat dit ook de variantie van de magnetisatie kan beïnvloeden en daarmee de grootte van de 1/f-ruis.

Het enige verschil tussen afbeelding 5.4C aan de ene kant en 5.5C en 5.6C aan de andere kant is namelijk dat kleine magneet-veld in de lengte richting. Deze zorgt ervoor dat alle domein-gebieden waarvan de magnetisatie in de lengte-richting van het sample ligt (de zijkanten van het sample), in de richting van dit magneet-veld staan waardoor het energie-verloop blijkbaar vlakker wordt.

De parameters van de fit's die voor sample III t/m V gemaakt zijn, zijn:

	K_1 [J/m ³]	K_2 [J/m ³]	$H_{//}$ [A/m]	θ [°]	δ [°]	R_0 [Ω]	ΔR [Ω]	AMR
Sample III:	3	3	9.2	90	-1	114.45	2.38	2.0%
Sample IV:	3.5	4	12.5	90	-1.5	75.85	2.37	3.1%
Sample V:	6.1	4.1	12	90	0	87.46	1.52	1.7%

Deze anisotropie-parameters zijn natuurlijk niet zo belangrijk omdat het model van een een-domeins situatie uitgaat, wat hier niet het geval is.

6. CONCLUSIES

De ruis eigenschappen van twee soorten goed gestructureerde, dunne permalloy films zijn onderzocht. De eerste soort bevat een makkelijke magnetisatie as evenwijdig aan de lengte richting van de film terwijl de makkelijke magnetisatie as van de andere soort loodrecht ten opzichte van de lengterichting ligt. Hierdoor is de eerste structuur één-domeins terwijl de tweede een domeinpatroon kan bevatten. 1/f-ruis bleek de enige ruis-soort te zijn naast thermische ruis. Het 1/f-ruis vermogen bleek sterk afhankelijk te zijn van een magneetveld dat dwars op het sample aangebracht werd. De α -parameter varieert meer dan een factor 10 als de makkelijke as van de magnetisatie in de lengte-richting ligt en een factor 100 wordt gehaald als de makkelijke as dwars op het sample ligt. De minimale waarde van de ruisparameter α is voor alle soorten films kleiner dan 10^{-2} tot 4×10^{-3} .

Wanneer de makkelijke magnetisatie as in de lengte-richting van het sample ligt is de film één-domeins en is het goed mogelijk om met een eenvoudig model de anisotrope magnetoweerstandcurve te modelleren. De variantie van de magnetoweerstand als functie van de hoekverdraaiing van de magnetisatie blijkt dan redelijk goed overeen te komen met het verloop van de 1/f-ruis parameter α (op een constante factor na). Als de makkelijke as in de dwars-richting ligt zijn er domeinen aanwezig in het sample maar kan de magnetoweerstand curve (op domein sprongen na) nog steeds goed gevolgd worden. De 1/f-ruis en de variantie komen dan slechts matig overeen.

Behalve dat de ruis als functie van het magneetveld sterker stijgt in de multi-domein configuratie is er het opvallende verschil dat met name bij kleine velden de ruis van meting tot meting sterk fluctueert. Dit staat in groot contrast met de enkel-domeins situatie waar de 1/f-ruis een vloeiend verloop heeft. Waarschijnlijk is het fluctuerende gedrag een gevolg van de aanwezigheid van domeinen die lokaal de magnetisatie doen variëren.

REFERENTIES

- [1] M.A.M. Gijs, J.B. Giesbers, J.W. van Est, J. Briaire, L.K.J. Vandamme en P. Beliën, "1/f noise in magnetic Ni₈₀Fe₂₀ single layers and Ni₈₀Fe₂₀/Cu multilayers, J. Appl. Phys., accepted for publishing
- [2] R.J.M van de Veerdonk, P. Beliën, K.M. Schep, J.C.S. Kools, M.C. de Nooijer, M.A.M. Gijs, R. Coehoorn and W.J.M. de Jonge, "1/f noise in magnetoresistive heads", to be published
- [3] F.N. Hooge, T.G.M. Kleinpenning en L.K.J. Vandamme, "Experimental studies on 1/f noise", Rep. Prog. Phys., vol 44, pp 479-532, 1981
- [4] T.R. McGuire and R.I. Potter, "Anisotropic magnetoresistance in ferromagnetic 3d alloys", IEEE transactions on magnetics, MAG-11, pp 1018-1037, juli 1975
- [5] N. Smith, "A specific model for domain-wall nucleation in thin-film permalloy microelements", J. Appl. Phys, vol 63, pp 2932-2937, april 1988
- [6] S. Chikazumi, "Physics of magnetism", Hoofdstuk 7, John Wiley & sons, New York, U.S.A., 1964
- [7] W.H. Press, B.P. Flannery, S.A. Teukolsky and W.T. Vetterling, "Numerical recipes in pascal", Hoofdstuk 14, Cambridge university press, 1994

De inhoud van dit verslag wordt ook op de conferentie "Unsolved problems in 1/f noise" te Szeged, Hongarije, in september 1996 gepresenteerd. De auteurs en titel zijn dan:
J. Briaire, L.K.J. Vandamme, K.M. Schep, J.B. Giesbers, M.A.M. Gijs, "Noise and magnetic domain structure in NiFe thin films"

Bijlage A. WERKING VAN HET PROGRAMMA DAT DE RUIS PARAMETERS BEPAALT

1. Overzicht van het programma

Het programma haalt een spectrum uit een file en probeert dan met zo min mogelijk parameters dit spectrum te fitten. Aangenomen wordt dat de ruis kan bestaan uit thermische ruis, 1/f-ruis en een onbekend aantal Lorentzianen. Het grote probleem is dat niet bekend is hoeveel Lorentzianen aanwezig zijn. Bovendien wordt het spectrum iteratief gefit met behulp van de methode van Newton-Raphson zodat redelijke start-parameters ook noodzakelijk zijn.

Om aan beide problemen te voldoen wordt het spectrum eerst gefilterd zodat het aantal Lorentzianen geschat kan worden en de start-parameters voor de vuist weg bepaald worden. Hierna worden de startparameters in onderdelen (eerst de amplituden dan de tijdconstanten etc.) beter bepaald door te fitten aan dit gefilterde spectrum. Terwijl dit gebeurt wordt ook steeds gecontroleerd of het aantal Lorentzianen niet teruggebracht kan worden. Als dit alles gebeurt is worden de definitieve fit-parameters bepaald door aan het originele spectrum te fitten (hierbij zijn dan alleen eventuele grote pieken zoals 50Hz geëlimineerd).

2. De fit-parameters

A. De thermische ruis:

De weerstand R van de $4kTR$ -ruis geldt hier als variabele. Als startwaarde wordt hierbij gekeken naar het ruisniveau van de hoogste frequenties.

B. De 1/f-ruis:

Hiervoor geldt de vergelijking:

$$S(f) = \frac{S_{1/f}}{f^\gamma}$$

Hiervan zijn het vermogen $S_{1/f}$ en eventueel de helling γ de variabelen. De helling hoeft niet gefit te worden en kan ook vooraf als een constante opgegeven worden. Het ruisniveau bij de laagste frequenties bepaalt de startwaarde van $S_{1/f}$ en als de helling variabel is, wordt de startwaarde hiervan natuurlijk 1.

C. Lorentzianen:

De standaard vergelijking hiervoor is:

$$S(f) = \frac{S_L}{1 + (2\pi f\tau_L)^{\gamma_L}}$$

Vooraf kan opgegeven worden dat er überhaupt geen Lorentzianen gefit dienen te worden. Als dit niet gebeurt zijn het vermogen S_L , de tijdconstante τ_L en wederom eventueel de helling γ_L voor iedere Lorentziaan de parameters.

De startwaarde van de tijdconstante wordt bepaald door naar de logaritmische afgeleide van het gefilterde spectrum te kijken. Bij die frequentie waar deze afgeleide maximaal dalend is wordt een tijdconstante verondersteld (en dus ook een nieuwe Lorentziaan). De amplitude van het spectrum bij die frequentie bepaalt dan ook gelijk het vermogen van de Lorentziaan: S_L . Als het gewenst is om de helling van de Lorentzianen mee te fitten wordt deze vooraf verondersteld 2 te zijn.

3. Het filteren van het spectrum

Voordat er gefilterd wordt, worden eerst alle extreme pieken uit het spectrum verwijderd. Het filteren zelf gebeurt dan in twee stappen:

- 1) Eerst wordt er met behulp van een 'spline' ruw gefilterd. Dit wil zeggen dat er per deelinterval van het spectrum een polynoom bepaald wordt (op een dubbel logaritmische schaal). Een deelinterval heeft ruwweg de lengte van 1/8 spectrum. Wanneer dan 5 decaden gemeten worden met iedere decade 80 punten dan levert dat 50 punten per deelinterval. De orde van het polynoom is instelbaar (4 voor de metingen aan NiFe).
Door nu dit deelinterval steeds met een half interval te verschuiven ontstaat een overlappende serie van polynomen, die bij elkaar opgeteld een ruwe filtering vormen.
- 2) Deze ruwe filtering wordt dan met behulp van een Fast Fourier Transform (FFT) gefilterd tot een vlak verlopend spectrum. Omdat het bij een FFT noodzakelijk is dat het signaal periodiek is, wordt er bij de ruwe filtering nog een kwadratische functie opgeteld. Deze parabool is zodanig dat zowel de amplitude als de afgeleide van het beginpunt- en het eindpunt van het spectrum gelijk worden aan elkaar. Dit heeft als effect dat het globale verloop van het signaal na een Fourier transformatie zo goed mogelijk in de lage frequenties terug te vinden is. Door nu de hogere frequenties nul te stellen wordt er gefilterd. Na de inverse FFT wordt deze parabool natuurlijk weer van het verkregen signaal afgetrokken. De afkap-frequentie en het overgang-interval waarin het getransformeerde signaal kwadratisch gedempt wordt kunnen welenswaar vooraf vrij opgegeven worden maar liggen daarna voor alle spectra vast!

Om er zeker van te zijn dat geen grote pieken meegenomen zijn wordt het originele spectrum met dit gefilterde spectrum vergeleken en alles wat buiten een bepaalde (op te geven) band ligt wordt definitief uit het originele spectrum verwijderd. Dit spectrum wordt dan opnieuw zoals hiervoor beschreven gefilterd.

4. De fit-procedure

Alles draait hier om het minimaliseren van een fout-functie, hier de effectieve waarde van het verschil tussen het gemeten (en in eerste instantie gefilterde) spectrum (M^*) en de fit (S) met als voorbeeld de parameters a en b :

$$Err(a, b) = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_f^N [\log(M^*(f)) - \log(S(f, a, b))]^2} \quad (\text{A.1})$$

Gesteld wordt dat het minimum daar ligt waar de afgeleide van de fout-functie naar zowel a als b , nul is. Dit nulpunt kan dan met behulp van de methode van Newton-Raphson iteratief bepaald worden. Voor een parameter a geldt voor het volgende punt:

$$a_{i+1} = a_i - \frac{\sum_f \frac{\partial E(f, a_i)}{\partial a}}{\sum_f \frac{\partial^2 E(f, a_i)}{\partial a^2}}$$

Voor de parameters a en b ontstaat een stelsel vergelijkingen waaruit de volgende punten bepaald kunnen worden:

$$\begin{aligned} a_{i+1} \text{Err}_{a,a}'' + b_{i+1} \text{Err}_{a,b}'' &= a_i \text{Err}_{a,a}'' + b_i \text{Err}_{a,b}'' - \text{Err}_a' \\ a_{i+1} \text{Err}_{b,a}'' + b_{i+1} \text{Err}_{b,b}'' &= a_i \text{Err}_{b,a}'' + b_i \text{Err}_{b,b}'' - \text{Err}_b' \end{aligned}$$

Het is tevens mogelijk om niet het spectrum zelf te fitten maar diens logaritmische afgeleide naar de frequentie. Voor ideale spectra werkt dit perfect (veel beter dan het normale fitten) maar als het gemeten spectrum niet ideaal is zal deze fout in de afgeleide veel harder doorwerken waardoor deze methode al snel waardeloos wordt.

5. Het fit-proces

Allereerst wordt gepoogd of het met pure $1/f$ -ruis en $4kTR$ -ruis mogelijk is om het gefilterde spectrum zodanig goed te benaderen dat de effectieve fout (A.1) acceptabel wordt. Als dit het geval is wordt gelijk het originele spectrum gefit waarna de zo bepaalde parameters opgeslagen worden.

Wanneer gebleken is dat dit niet acceptabel is wordt er met alle geschatte Lorentzianen gefit. Dit dient in stappen te gebeuren omdat teveel onnauwkeurig geschatte parameters ervoor zorgen dat het proces vastloopt.

Allereerst worden slechts de amplituden van de $4kTR$ -ruis, de $1/f$ -ruis en alle Lorentzianen gefit aan het gefilterde spectrum. Wanneer dit gebeurt is worden alle Lorentzianen die een verwaarloosbare amplitude blijken te hebben, verwijderd. Hierbij is het selectie-criterium dat de effectieve fout (A.1) met bijvoorbeeld minstens 30% dient te vergroten als de amplitude van een bepaalde Lorentziaan nul gesteld wordt (ook dit kan geselecteerd worden).

Hierna worden wederom alle amplituden gefit maar de tijdconstanten van de Lorentzianen worden nu ook vrij gelaten. Achteraf worden de overgebleven Lorentzianen weer gecontroleerd. Tevens wordt gecontroleerd of twee tijdconstanten niet te dicht bij elkaar liggen (als dit het geval is wordt er één Lorentziaan van gemaakt) en of een tijdconstante niet te groot wordt zodat ze buiten het interval komt te liggen (de amplitude van zo een Lorentziaan wordt dan bij de $4kTR$ -ruis opgeteld en niet meer als Lorentziaan beschouwd).

Als dit gebeurt is wordt eerst de helling van de $1/f$ -ruis meegenomen in de fit en tot slot ook nog de hellingen van de overgebleven Lorentzianen (Dit gebeurt natuurlijk alleen maar als dit vooraf opgegeven was). Na elke fit worden ook hier de reeds genoemde controles uitgevoerd.

Dit wordt dan gezien als het slot van een zeer uitgebreide start-parameter bepaling. Als de effectieve fout (A.1) nu niet onder een bepaald maximum ligt (5% van een decade wordt gebruikt) wordt de fit voor de zekerheid verworpen en wordt verder gegaan met een volgend spectrum.

Als de fit wel geaccepteerd wordt, wordt tot slot aan het oorspronkelijke spectrum gefit en wordt een foutschatting van elke parameter bepaald. Ruwweg gebeurt dit door te kijken hoeveel een parameter zou veranderen als punten van het spectrum individueel veranderen. Door het kwadraat van de afgeleide van een parameter naar een punt te vermenigvuldigen met de variantie van zo een punt, geeft de sommatie over alle punten van het spectrum de variantie in een parameter. In werkelijkheid wordt ook nog rekening gehouden met eventuele afhankelijkheid van parameters onderling⁽⁷⁾.